VISIT…

Б. П. Голубев

ДОЗИМЕТРИЯ И ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Для студентов вузов

ЧЕТВЕРТОЕ ИЗДАНИЕ,
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ

Под редакцией доктора технических наук
профессора Е. Л. Столяровой

Допущено Министерством высшего и среднего специального образования СССР в качестве учебника для студентов высших учебных заведений

МОСКВА
ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ
1986

ББК 31.4
Г 62
УДК [621.311.25 : 621.039] : 628.518 : 539.1.074

Рецензент: кафедра ядерной энергетики
Уральского политехнического института

Голубев Б. П.

Г 62 Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений: Учебник для вузов/Под ред. Е. Л. Столяровой. — 4-е изд., перераб. и доп. — М.: Энергоатомиздат, 1986. — 464 с.: ил.

Рассматриваются взаимодействие различных видов излучения с веществом, методы регистрации и дозиметрии ионизирующего излучения; единицы измерения в дозиметрии; методы расчета защиты от излучений. Четвертое издание (3-е вышло в 1976 г.) дополнено новым материалом по методам дозиметрии и расчету защиты от ионизирующего излучения.

Для студентов вузов, изучающих курс «Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений».

Г $\frac{2304000000-016}{051(01)-86}$ 246—86 ББК 31.4

Борис Павлович Голубев

ДОЗИМЕТРИЯ И ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Редактор Е. Л. Столярова
Редактор издательства Е. А. Путилова
Художественный редактор А. Т. Кирьянов
Технический редактор А. С. Давыдова
Корректор Л. С. Тимохова
ИБ № 1588

Сдано в набор 25 06 85 Подписано в печать 05 03 86. Т-00570. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага типографская № 1 Гарнитура литературная Печать высокая Усл печ. л. 29,0. Усл кр.-отт. 29,0. Уч. изд. л. 32,78. Тираж 4000 экз Заказ 567. Цена 1 р 40 к.

Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Московская типография № 6 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете СССР по делам издательств,
полиграфии и книжной торговли,
109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.

© Энергоатомиздат, 1986

ПРЕДИСЛОВИЕ

В связи с бурным развитием ядерной энергетики СССР Энергетическая программа СССР на длительную перспективу предусматривает расширение ввода в действие энергоблоков с водоводяными реакторами единичной мощностью 1 млн. кВт и канальными реакторами мощностью 1 и 1,5 млн. кВт.

Необходимо продолжать также работы по освоению реакторов на быстрых нейтронах и использованию ядерного топлива для выработки тепловой энергии на атомных станциях теплоснабжения (АСТ) и атомных теплоэлектроцентралях (АТЭЦ) для теплофикации городов и атомных станций промышленного теплоснабжения (для производства горячей воды и пара).

АЭС обеспечивают большую чистоту воздушного бассейна по сравнению с тепловыми электрическими станциями на органическом топливе; АЭС имеют незначительные выбросы радиоактивных продуктов, концентрация которых в воздухе намного ниже допустимых уровней.

Широкое внедрение ядерной энергетики в народное хозяйство требует тщательного изучения вопросов, связанных с радиационной безопасностью персонала, обслуживающего АЭС и другие сооружения и установки, где используются источники ионизирующих излучений, а также населения, проживающего в районах их расположения.

Основными нормативными документами по радиационной безопасности являются: «Нормы радиационной безопасности (НРБ — 76)», устанавливающие предельно допустимые уровни ионизирующих излучений и дозовые пределы; «Основные санитарные правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений (ОСП—72/80)», регламентирующие работу с радиоактивными веществами; «Санитарные правила проектирования и эксплуатации атомных электрических станций (СП АЭС — 79)», устанавливающие требования по обеспечению радиационной безопасности персонала АЭС и населения, проживающего вблизи АЭС, а также по охране окружающей среды от загрязнения радиоактивными отходами.

Настоящий учебник написан в соответствии с учебными программами (утвержденными Минвузом СССР), на основе которых автором прочитаны лекции в Московском ордена Ленина и ордена

Октябрьской Революции энергетическом институте по специальностям: атомные электростанции, теплофизика, водоподготовка и водный режим тепловых и атомных электрических станций, автоматизированные системы управления тепловых процессов.

Излагаемый в книге материал построен на основе общего курса физики в технических вузах.

Книга существенно отличается от предыдущего издания учебника «Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений» (Атомиздат, 1976 г.). Во все главы внесены дополнения и изменения. Заново написаны гл. 4, 9—13. Дополнительно написана гл. 14, посвященная экологии окружающей среды.

В четырнадцати главах учебника рассматриваются: взаимодействие ионизирующих излучений с веществом; единицы измерения в дозиметрии как в системе СИ, так и во внесистемных единицах; ионизационные, люминесцентные, фотографические, калориметрические, химические методы дозиметрии; нейтронная дозиметрия; предельно допустимые уровни облучения; приборы и системы дозиметрического и специального технологического контроля на АЭС; методы измерения радиоактивных аэрозолей и газов; вопросы радиационной безопасности на АЭС; методы расчета защиты от α-, β-, γ- и нейтронного излучений; методы расчета защиты ядерного реактора по двухгрупповой методике; охрана окружающей среды.

Полученные автором ценные советы и замечания читателей по содержанию третьего издания книги были учтены в настоящем издании.

ВВЕДЕНИЕ

ЗАДАЧИ ДОЗИМЕТРИИ И ЗАЩИТЫ ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Дозиметрия ионизирующих излучений является самостоятельным разделом прикладной ядерной физики. Как отрасль науки дозиметрия возникла сравнительно недавно. После открытия рентгеновских лучей и обнаружения их вредного биологического действия на организм человека встал вопрос об установлении предельно допустимых уровней облучения.

Основными задачами дозиметрии ионизирующих излучений являются определение дозы * или мощности дозы * излучения в средах от различных видов излучений, измерение активности радиоактивных препаратов, определение соотношений между активностью радиоактивного вещества и создаваемой им дозой. Особое значение имеет оценка доз, поглощенных биологической тканью при ее облучении, так как облучение, превышающее допустимый уровень, может привести к необратимым повреждениям в тканях, а также вызвать генетические изменения.

Флора и фауна Земли постоянно подвергаются воздействию ионизирующих излучений естественного фона, доза от которого в десятки раз меньше предельно допустимой. С появлением мощных искусственных источников ионизирующих излучений возникла необходимость по созданию специальных средств защиты от них.

Быстрое развитие ядерной энергетики и широкое внедрение источников ионизирующих излучений в различных областях науки, техники и народном хозяйстве создало потенциальную угрозу радиационной опасности для человека и загрязнения окружающей среды радиоактивными веществами. Поэтому вопросы защиты от ионизирующих излучений (или радиационная безопасность) превратились в одну из важнейших проблем современности.

Защита от ионизирующих излучений предназначена для снижения плотности потока излучения не только до допустимого уровня, но и ниже. Расчет защиты от излучений является сложной и трудоемкой задачей, требующей глубоких знаний механизма

---

* Определение понятий доза излучения, мощность дозы см. в гл. 4.

взаимодействия ионизирующего излучения с веществом, учета всех видов радиации, воздействующих на человека, и рационального выбора наиболее эффективных защитных материалов. Так, при расчете защиты ядерного реактора необходимо учитывать многообразие источников излучения по виду излучения, потоку и энергетическому спектру. Кроме того, при взаимодействии излучения с веществом возникают сложные явления (многократное рассеяние, отражение на границе раздела сред, наведение активности нейтронами и т. д.), которые необходимо иметь в виду при проектировании защиты от излучений.

Все лица, работающие с радиоактивными веществами, должны знать правила обращения с ними и основы дозиметрии и защиты. Нарушение этих правил может привести к тяжелым, подчас неизлечимым заболеваниям. Действие ионизирующего излучения неощутимо для человека.

Ввод в действие мощных АЭС и АСТ ставит задачи обеспечения радиационной безопасности не только обслуживающего персонала АЭС, но и населения, проживающего в районе их нахождения, а также по охране окружающей среды от загрязнения радиоактивными отходами и от сбросов избыточного тепла. СП АЭС—79 являются основным документом, обеспечивающим решение рассматриваемых вопросов. В Санитарных правилах отражены достижения исследований советских и зарубежных специалистов по проектированию и эксплуатации АЭС, расчету биологической защиты ядерных реакторов и других источников радиации на АЭС, выбору эффективных защитных материалов, накоплению опыта оценки как активности технологических сред и допустимых выбросов радиоактивных аэрозолей и газов во внешнюю среду, так и общей радиационной обстановки на АЭС, АСТ и окружающей их местности.

При выполнении этих мероприятий эксплуатация АЭС и АСТ будет безопасной не только для обслуживающего персонала, но и для окружающего станцию населения.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

A — атомная масса, г

$\mathscr{A}$ — активность радионуклида в источнике, Бк (Ки)

A_m — удельная активность источника, Бк/кг

A_V — объемная активность источника, Бк/м^3

A_{mol} — молярная активность источника, Бк/моль

A_s — поверхностная активность источника, Бк/м^2

B — фактор накопления

c — скорость света, м/с

C — емкость, пФ

d — толщина защиты, диаметр частицы, см

d_m — удельная максимальная эквивалентная доза, Зв·м^2/част.

$D_т$ — коэффициент диффузии тепловых нейтронов, см

D . — поглощенная доза ионизирующего излучения, Гр (рад)

$\dot{D}$ — мощность поглощенной дозы ионизирующего излучения, Гр/с (рад/с)

e — заряд электрона (иона), эВ

E — энергия ионизирующих частиц, МэВ (эрг)

E — напряженность электрического поля, В/см

E_1 — интегральная экспонента

f — коэффициент, характеризующий отклонение от экспоненты при ослаблении потока нейтронов на начальных расстояниях от источника; эффективность счетной установки

I — поток ионизирующих частиц, част./с

F_w — поток энергии ионизирующих частиц, Дж/с (эрг/с)

g — выход фотоэлектронов с катода ФЭУ

h — постоянная Планка, Дж·с (эрг·с)

$H_в$ — высота источника, см (м)

$H_п$ — коэффициент проскока аэрозолей

H — эквивалентная доза ионизирующего излучения, Зв (бэр)

$H_{эф}$ — эффективная эквивалентная доза, Зв (бэр)

$\dot{H}$ — мощность эквивалентной дозы ионизирующего излучения, Зв/с (бэр/с)

$\dot{H}_{эф}$ — мощность эффективной эквивалентной дозы ионизирующего излучения, Зв/с (бэр/с)

J — коэффициент изотропности

I — ионизационный ток, А

k — кратность ослабления

$к$ — коэффициент качества

K — керма, Гр (рад)

$\dot{K}$ — мощность кермы, Гр/с (рад/с)

K_e — керма-эквивалент источника, Гр м^2/с

l — длина свободного пробега, см

h — длина диффузии тепловых нейтронов, см

L_s — длина замедления, см

$\dot{L}_s$ — длина диффузии, см

L_0 — число Авогадро
m — масса вещества, г
m_n — масса покоя частицы, атома, атомного ядра, г
M — гамма-эквивалент, мг-кэв Ra
n — число слоев половинного ослабления
n_A — число атомов элемента A в 1 см³
n_i — концентрация носителей тока электронов
n — выход фотонов (частиц), фотон/расп
N — число частиц (фотонов)
p — содержание данного элемента в 1 г вещества; число фотонов света, момент количества движения
p_i — концентрация носителей тока, дырок
q — заряд иона, Кл
Q — концентрация радионуклида в воздухе (воде), Бк/м³ (Ки/л)
r — расстояние от источника до детектора, см
$\bar{R}$ — средний линейный пробег заряженной ионизирующей частицы, см
s — площадь поперечного сечения, м² (см²)
S — оптическая плотность почернения
S_c — интегральная светосумма
S_x — плотность генерации тепловых нейтронов, нейтр/(см³·с)
S_z — линейная тормозная способность вещества
$(S_m)_z$ — массовая тормозная способность вещества
S_n — атомная тормозная способность
t — время прохождения частиц, время работы, с (ч)
$T_{1/2}$ — период полураспада, с (ч, сут и т. п.)
T_p — прозрачность кристалла
U — напряжение, В
u — потенциал ионизации, эВ
v — скорость частицы, см/с
V — объем, м³ (см³)
w — средняя энергия ионизирующего излучения, МэВ
$\bar{w}$ — средняя энергия возбуждения атома, МэВ
W_n — поглощенная энергия образования одного фотона, эВ
W — средняя энергия ионообразования, эВ
x — толщина защиты, см
X — экспозиционная доза фотонного излучения, Кл/кг (Р)
$\dot{X}$ — мощность экспозиционной дозы фотонного излучения, Кл/(кг·с) (Р/с)
Z — атомный номер элемента
α' — параметр, зависящий от геометрии нейтронного источника
α — коэффициент рекомбинации
Γ — гамма-постоянная, аГр·м²/(с·Бк) [Р·см²/(ч·мКи)]
Γ_δ — постоянная мощности воздушной кермы радионуклида, аГр××м²/(с·Бк)
$\Delta_{1/2}$, $\Delta_{1/l}$ — слой половинного ослабления, слой ослабления излучения в l раз, см
ε — диэлектрическая проницаемость
δ — толщина защиты, см
δ' — коэффициент умножения ФЭУ
ζ — коэффициент усиления ФЭУ
ζ' — коэффициент перевода плотности потока нейтронов в мощность дозы
η — эффективность фильтра; эффективность регистрации излучения детектором
$\eta_к$ — конверсионная эффективность
θ — угол между направлением излучения и перпендикуляром, проведенным к защите от детектора излучения

$\varkappa_m$ — массовый коэффициент ослабления при процессе образования пар, см^2/г

$\varkappa$ — линейный коэффициент ослабления при процессе образования пар, см$^{-1}$

λ' — длина релаксации, см

λ — длина волны, нм

λ — постоянная раднонуклидного распада, с$^{-1}$

μ — линейный коэффициент ослабления (без когерентного рассеяния), см$^{-1}$

μ_m — массовый коэффициент ослабления (без когерентного рассеяния), см^2/г

$\mu_{\text{тр}}$ — линейный коэффициент передачи энергии (без рассеянных фотонов и др), см$^{-1}$

$(\mu_{\text{тр}})_m$ — массовый коэффициент передачи энергии (без рассеянных фотонов и др), см^2/г

μ_f — линейный коэффициент ослабления (полный), см$^{-1}$

$(\mu_f)_m$ — массовый коэффициент ослабления (полный), см^2/г

$\mu_{\text{еп}}$ — линейный коэффициент поглощения энергии (электронного преобразования), см$^{-1}$

$(\mu_{\text{еп}})_m$ — массовый коэффициент поглощения энергии (электронного преобразования), см^2/г

ν — частота колебаний, с

ξ — коэффициент, связывающий слой $\Delta_{\frac{1}{2}}$ со слоем $\Delta_{\frac{1}{l}}$

$\overline{\xi}$ — логарифмический декремент энергии

ρ — плотность поглощающего вещества, г/см^3

$\sigma_{\text{нк}}$ — линейный коэффициент ослабления некогерентного рассеяния, см$^{-1}$

$(\sigma_{\text{нк}})_m$ — массовый коэффициент ослабления некогерентного рассеяния, см^2/г

$\sigma_{\text{ког}}$ — линейный коэффициент ослабления когерентного рассеяния, см

$(\sigma_{\text{ког}})_m$ — массовый коэффициент ослабления когерентного рассеяния, см^2/г

σ — микроскопическое сечение взаимодействия нонизирующих частиц, см^2 (б)

Σ — макроскопическое сечение взаимодействия нонизирующих частиц, см$^{-1}$

τ — линейный коэффициент фотоэлектрического поглощения, см$^{-1}$

τ_m — массовый коэффициент фотоэлектрического поглощения, см^2/г

φ — плотность потока нонизирующих частиц, част./(м^2·с) [част./(см^2·с)]

φ_w — плотность потока энергии (интенсивность) ионизирующего излучения, Вт/(м^2) эрг/(см^2·с)

Φ — флюенс ионизирующих частиц, част./м^2 (част./см^2)

Φ_w — флюенс энергии ионизирующих частиц, Дж/м^2 (эрг/см^2)

χ — возраст тепловых нейтронов

ω — поправочный коэффициент к фактору накопления

Глава 1

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

1.1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ α-ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

Все виды ионизирующих излучений, как корпускулярные, так и электромагнитные, могут быть обнаружены только по их взаимодействию с веществом. Изучение процессов взаимодействия излучений с веществом необходимо для понимания принципов действия дозиметрической и радиометрической аппаратуры и физики защиты от излучений.

Большинство радиоактивных веществ, излучающих α-частицы, испускают α-частицы нерелятивистских энергий (до 10 МэВ).

Проходя через слой вещества, α-частицы испытывают *упругое рассеяние* на электронах и ядрах атомов (столкновение без потерь энергии) и *неупругие столкновения* с орбитальными электронами. В рассматриваемой области энергий ядерными реакциями с α-частицами можно пренебречь из-за их малого эффективного сечения.

При однократном упругом рассеянии α-частицы на электроне α-частица отклоняется на очень малый угол; большие углы рассеяния возможны при ее многократном рассеянии на электронах; рассеяние на 90° и еще большие углы в основном определяется рассеянием α-частиц на ядрах атомов.

Потерями энергии при упругих столкновениях тяжелых заряженных частиц с ядрами атомов тормозящей среды можно пренебречь (за исключением осколков деления).

При неупругих столкновениях электрическое поле α-частицы, взаимодействуя с внешними электронами атомов и молекул, ускоряет электроны, преодолевая их взаимодействие с ядрами атомов, что приводит к процессам ионизации и возбуждения атомов и молекул, а иногда и к диссоциации молекул. При этом α-частицы теряют свою энергию.

Для α-частиц нерелятивистских энергий средняя потеря энергии на ионизацию и возбуждение на единице длины пути (например, на 1 см пути) может быть выражена формулой Бете:

$$-\left(\frac{dE_\alpha}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_a v^2} n_A Z \ln \frac{2m_a v^2}{\bar{\omega}}, \qquad (1.1)$$

где E_α — кинетическая энергия α-частицы; ez — заряд α-частицы; e — заряд электрона; Z — атомный номер поглотителя; n_A — число атомов в 1 см³ этого вещества; m_n — масса покоя электрона; v — скорость частицы, см/с; ω — средняя энергия возбуждения атома.

Применение формулы (1.1) ограничивается условиями

$$ze^2/(\hbar v) \ll 1 \tag{1.2}$$

и

$$E_\alpha \gg \frac{m}{m_\alpha} E_{эл}, \tag{1.3}$$

где $\hbar = h/2\pi$; h — постоянная Планка; $E_{эл}$ — энергия ионизации; m — масса α-частицы.

Поскольку в формуле (1.1) потери энергии вычисляются в борновском приближении, амплитуда волны, рассеянной электронной оболочкой атома, должна быть мала по сравнению с амплитудой невозмущенной падающей волны, что и дает критерий (1.2). В сущности это условие соответствует сохранению полного заряда α-частицы. Если соотношение (1.2) не выполняется, то возможен захват электрона или же потеря электрона α-частицей.

Борновское приближение справедливо, когда заряд падающей частицы меньше или лишь немного больше заряда ядра поглотителя. Поэтому формула (1.1) не пригодна в случае торможения осколков деления в легких веществах. Соотношение (1.3) означает, что скорость падающей частицы велика по сравнению со скоростями электронов в атоме.

Средние потери энергии на единице пути — (dE/dx) называют *тормозной способностью* среды и обозначают S.

Логарифмический множитель в выражении (1.1) слабо влияет на — $(dE_\alpha/dx)_{ион}$, поэтому можно считать, что ионизационная потеря, а следовательно, и тормозная способность вещества для данной энергии частиц пропорциональна числу электронов $n_A Z$ в 1 см³ поглотителя и обратно пропорциональна квадрату скорости частицы v^2. С уменьшением скорости частицы ионизационные потери возрастают вследствие увеличения времени пребывания α-частицы вблизи каждого атома или молекулы среды, увеличивается импульс, получаемый электронами, поэтому вероятность ионизации атомов возрастает.

При энергии α-частиц порядка 10^3—10^4 МэВ ионизационные потери минимальны, с дальнейшим увеличением энергии они медленно возрастают (рис. 1.1).

Следует иметь в виду, что при каждом первичном ионизационном столкновении тяжелой заряженной частицы с атомом выбивается один или несколько электронов. Наиболее быстрые из этих электронов, энергия которых велика по сравнению с энергией ионизации, способны производить вторичную ионизацию, которую в некоторых случаях приходится учитывать. Такие высокоэнергетические электроны называются δ-электронами.

Траектории α-частиц в веществе прямолинейны, что можно

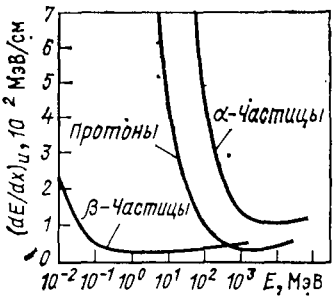


Рис 1 1

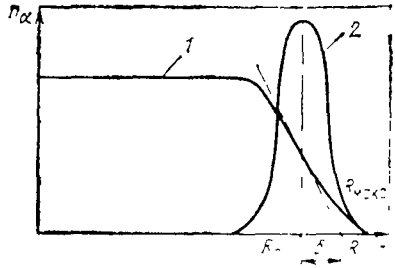


Рис 1 2

наблюдать визуально в камере Вильсона, где пролетающая α-частица оставляет след из капелек тумана, образующихся на созданных α-частицей ионах — центрах конденсации.

Вследствие статистических флуктуаций потерь энергии на ионизацию возникает статистический разброс в пробегах заряженных частиц, обладающих одинаковой энергией. Пробег любой частицы из группы моноэнергетических частиц слагается из очень большого числа статистически независимых смещений, соответствующих следующим друг за другом малым потерям энергии, поэтому можно считать, что распределение пробегов R около среднего значения пробега $\bar{R}$ приближенно описывается функцией Гаусса. Ширина кривой Гаусса пропорциональна среднеквадратической флуктуации $(R-\bar{R})^2$.

На рис. 1.2 приведена кривая *1* — интегральный спектр пробегов моноэнергетических α-частиц. Такую кривую можно получить, измерив длины пробегов, полученные стереографической фотографией следов α-частиц, возникающих в камере Вильсона от помещенного в нее источника α-излучения. Подсчитывают число следов одинаковой длины и строят зависимость числа следов от их длины. Дифференцируя кривую *1*, получают кривую *2* — дифференциальный спектр пробегов.

На практике для этой цели часто используют плоскую ионизационную камеру, соединенную с линейным усилителем, дискриминатором и счетным устройством, учитывая, что распределение *линейной плотности ионизации* — числа пар ионов, образующихся на единице пути частицы, — в первом приближении совпадает с распределением потерь энергии на единице длины пути. Распределение линейной плотности ионизации можно измерить для отдельных частиц следующим образом. Задавая определенное смещение дискриминатора, регистрируют только те частицы, энергии которых превышают некоторую минимальную энергию $E_{мин}$. Расстояние между источником и детектором определяет разность пробегов $R_0-R_{мин}$, соответствующую разности между начальной энергией частицы E_0 и энергией $E_{мин}$, причем $R_0 \equiv \bar{R}$. В результате получается кривая Брэгга, представляющая собой зависимость ионизации от остаточного пробега $R_0-R_{мин}$ (рис. 1.3). При умень-

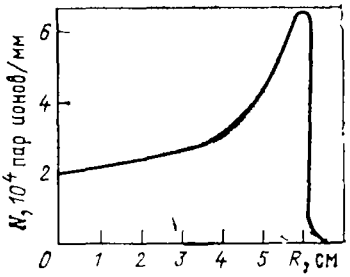


Рис. 1.3

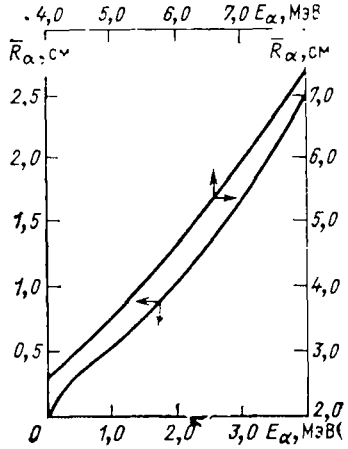


Рис. 1.4

шении энергии частицы ионизация возрастает, в конце пробега достигает максимума, а затем резко спадает до нуля. В этом можно убедиться также простым подсчетом капелек тумана вдоль следов α-частиц на фотографии, полученной в камере Вильсона. Кривая (рис. 1.3) построена для линейной плотности ионизации, создаваемой α-частицами RaC′ (E_0=7,68 МэВ). Каждая α-частица RaC′ образует в воздухе в среднем

$$N = \frac{7{,}68 \cdot 10^6 \text{ эВ}}{33{,}85 \text{ эВ}} \simeq 23 \cdot 10^4 \text{ пар ионов}$$

(33,85 эВ — средняя энергия, необходимая для образования одной пары ионов). Здесь $R_{мин}$=0 (тонкий источник α-частиц).

На рис. 1.2 показан средний пробег R_0, соответствующий максимуму кривой Гаусса (кривая *2*). Если экстраполировать интегральную кривую пробегов от точки с абсциссой, равной R_0, по прямой линии, то пересечение этой линии с осью пробегов определит экстраполированный пробег $R_э$. Разница между экстраполированным и средним пробегом называется разбросом пробегов $\delta = R_э - R_0$. Для моноэнергетических α-частиц

$$\delta^2 = \frac{1}{2}\pi\overline{(R_э - R_0)^2}.$$

Длина среднего пробега моноэнергетического пучка α-частиц зависит от их начальной энергии, а также от порядкового номера, атомной массы и плотности поглощающего вещества. Длина среднего пробега тяжелых частиц в газе зависит от природы газа, его температуры и давления. Средние пробеги α-частиц в воздухе точно измерены, результаты этих измерений приведены к стандартным условиям (15 °С и 101 кПа). Полученные таким образом средние пробеги являются однозначными функциями энергии (рис. 1.4). Альфа-частицы имеют небольшие пробеги в среде, поэтому защита от внешнего их воздействия определяется их пробе-

гом в веществе. На основании экспериментальных данных между пробегом α-частицы в воздухе и ее энергией установлены эмпирические формулы. Соотношение между средним пробегом α-частиц в воздухе $\bar{R}_{\alpha_в}$, см, и их энергией E_α, МэВ, имеет следующий вид:

$$\bar{R}_{\alpha_в} = 0{,}318E_\alpha^{3/2}. \qquad (1.4а)$$

Соотношение (1.4а) справедливо в диапазоне энергий от 4 до 7 МэВ (погрешность до 5 %). Для простоты можно использовать следующее выражение (погрешность до 8 %):

$$\bar{R}_{\alpha_в} \approx \sqrt{E_\alpha^3}\,/3. \qquad (1.4б)$$

Пример 1. Определить длину пробега α-частиц с энергией $E_\alpha = 5$ МэВ в воздухе.

Решение. По формуле (1.4б) определяем

$$\bar{R}_{\alpha_в} = \sqrt{E_\alpha^3}\,/\,3 = \sqrt{\frac{5^3}{3}} = 3{,}7 \text{ см}.$$

Найти значение $\bar{R}_{\alpha_в}$ можно из рис. 1.4, где дана зависимость $\bar{R}_{\alpha_в}$ от E_α в воздухе при нормальных условиях. При $E_\alpha = 5$ МэВ из рис. 1.4 находим, что $\bar{R}_{\alpha_в} = 3{,}7$ см. Это соответствует ранее найденному значению по формуле (1.4б).

Длина пробега α-частиц в других средах $\bar{R}_\alpha$, см, может быть определена по формуле

$$\bar{R}_\alpha = 10^{-4}\sqrt{AE_\alpha^3}\,/\,\rho \qquad (1.5а)$$

и более точно при известном атомном номере Z

$$\bar{R}_\alpha = 10^{-4}\frac{A\sqrt{E_\alpha^3}}{\rho\sqrt[3]{Z^2}}, \qquad (1.5б)$$

где A — атомная масса; ρ — плотность поглощающего вещества, г/см³.

Пример 2. Определить длину пробега α-частиц с энергией $E_\alpha = 5$ МэВ в биологической ткани, если $A_{тк} = 15{,}7$, $Z_{эф} = 7{,}5$, $\rho = 1$ г/см³ ($Z_{эф}$ см. § 2.5).

Решение. По формуле (1.5а)

$$\bar{R}_{\alpha_{тк}} = \frac{10^{-4}\sqrt{15{,}7\cdot 5^3}}{1} = 44{,}5\cdot 10^{-4} \text{ см}.$$

По формуле (1.5б)

$$\bar{R}_{\alpha_{тк}} = \frac{10^{-4}\cdot 15{,}7\sqrt{5^3}}{1\sqrt[3]{7{,}5^2}} = 46{,}3\cdot 10^{-4} \text{ см}.$$

Пробеги α-частиц в воздухе, алюминии и биологической ткани в зависимости от энергии частиц приведены в табл. П.14.

Пробег α-частиц в различных веществах можно выразить через пробег в воздухе, используя относительную тормозную способность вещества S. *Относительной тормозной способностью* называется отношение тормозной способности воздуха $S_в$ к тормозной способности вещества (с атомным номером Z) S_Z (при этом энергию частиц считают одинаковой).

При выражении тормозной способности как потери энергии на единице длины пути получают *линейную тормозную способность*. Тогда *относительная линейная тормозная способность*

$$S_L = S_в/S_Z = \bar{R}_{\alpha_в}/\bar{R}_{\alpha_Z}, \qquad (1.6а)$$

где $\bar{R}_{\alpha_Z}$, $\bar{R}_{\alpha_в}$ — пробег частиц в веществе с атомным номером Z и в воздухе соответственно, см.

Относительная массовая тормозная способность

$$S_m = \rho_в \bar{R}_{\alpha_в}/(\rho_Z \bar{R}_{\alpha_Z}) \qquad (1.6б)$$

определяется потерей энергии на единице толщины слоя вещества, выраженной через массу, приходящуюся на единицу площади.

Относительную тормозную способность можно рассчитать также на атом вещества; тогда *относительная атомная тормозная способность*

$$S_a = \frac{\rho_в \bar{R}_{\alpha_в}}{\rho_Z \bar{R}_{\alpha_Z}} : \frac{A_в}{A_Z}, \qquad (1.6в)$$

где ρ_Z, $\rho_в$ — плотность вещества и воздуха соответственно, г/см^3; A_Z, $A_в = 14{,}4$ — атомная масса вещества и воздуха соответственно.

Наблюдения показали, что атомная тормозная способность увеличивается с увеличением атомной массы поглощающего элемента приблизительно пропорционально корню квадратному из атомной массы. Отношение относительной атомной тормозной способности S_a к корню квадратному из атомной массы приблизительно постоянно для различных химических элементов и равно около 0,3. Тогда из выражения (1.6в) определяем

$$\frac{S_a}{\sqrt{A_Z}} = 0{,}3 = \frac{\rho_в \bar{R}_{\alpha_в} \sqrt{A_Z}}{\rho_Z \bar{R}_{\alpha_Z} A_в}.$$

Отсюда

$$\bar{R}_{\alpha_Z} = \frac{\rho_в \bar{R}_{\alpha_в} \sqrt{A_Z}}{0{,}3 A_в \rho_Z} = \frac{1{,}293 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-4}}{0{,}3 \cdot 14{,}4} : \frac{\bar{R}_{\alpha_в}}{\rho_Z} \sqrt{A_Z} =$$

$$= 3 \cdot 10^{-3} \frac{\bar{R}_{\alpha_в} \sqrt{A_Z}}{\rho_Z}, \text{ см.} \qquad (1.7)$$

Пример 3. Определить длину пробега α-частицы с энергией $E_\alpha = 5$ МэВ в биологической ткани, если $A_{тк} = 15{,}7$, $\rho_{тк} = 1$ г/см^3, $\bar{R}_{\alpha_в} = 3{,}7$ см (см пример 1).

Решение. По формуле (1.7)

$$\bar{R}_{\alpha_{тк}} = 3 \cdot 10^{-8} \frac{3{,}7}{1} \sqrt{15{,}7} = 44 \cdot 10^{-4} \text{ см},$$

т. е получается тот же результат, что и по формулам (1.5а) и (1.5б)

Как видно из приведенных примеров, значение пробега α-частиц в биологической ткани мало́ (около $44 \cdot 10^{-4}$ см при $E_\alpha = 5$ МэВ), поэтому толщина поверхностного слоя кожи вполне достаточна для защиты.

При работе с открытыми α-источниками необходимо предотвращать попадание радиоактивных веществ внутрь организма. Для этой цели используют средства индивидуальной защиты (СИЗ) органов дыхания, пищеварения и кожных покровов человека.

1.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

К источникам электронов относятся источники β-излучения — β-радионуклиды, испускающие электроны и позитроны — и источники моноэнергетических электронов — различного рода ускорители электронов (электростатические, циклические, линейные). В качестве источников моноэнергетических электронов применяют также магнитные монохроматоры β-частиц, испускаемых радиоактивными препаратами.

β-Радионуклиды испускают β-частицы с непрерывным энергетическим спектром, простирающимся от нуля до некоторого максимального значения энергии, определяемого энергией β-перехода $E_{\beta\,макс}$. Если β-распад происходит путем одного β-перехода, то β-спектр называют простым, если путем нескольких β-переходов — сложным. Сложный спектр можно разложить на соответствующее число простых парциальных спектров. При β-распаде, характеризующемся сложным β-спектром, возникает сопровождающее γ-излучение и сопутствующие ему электроны внутренней конверсии. Конверсионные электроны обладают кинетической энергией, равной разности между энергией γ-перехода и энергией связи электрона в атоме.

В дозиметрии, кроме $E_{\beta\,макс}$, часто используют понятие средней энергии β-спектра

$$\bar{E}_\beta = \int_0^{E_{\beta макс}} n(E)\, E dE \Big/ \int_0^{E_{\beta макс}} n(E)\, dE,$$

где $n(E)dE$ — число β-частиц с энергией в интервале от E до $E+dE$.

Следует отметить, что промышленные источники β-излучения выпускают в различной стандартной упаковке, вследствие чего их

спектр из-за поглощения и рассеяния в самом источнике и в упаковке отличается от β-спектра бесконечно тонкого источника.

Наилучшая моноэнергетичность пучка электронов достигнута с помощью электростатических ускорителей типа Ван-де-Граафа (полуширина энергетического распределения около 0,015 %). Циклические ускорители электронов (бетатрон, микротрон, синхротрон) позволяют получать электроны высоких энергий — до 1000 МэВ при среднем токе на выходе около 10 мкА. Линейные ускорители позволяют получать электронные пучки с энергией до 2000 МэВ и средним током примерно 1 мА, а в импульсе — до 1 А.

Электроны, проходя через вещество, могут испытывать *однократное, кратное* (небольшое число актов рассеяния) и *многократное упругое рассеяние,* а также *неупругое рассеяние.*

Однократное рассеяние имеет место при малой толщине $\delta \ll 1/\sigma n_A$, где σ — сечение упругого рассеяния, см^2; n_A — число рассеивающих атомов в 1 см^3.

Для бо́льших толщин ($\delta \approx 1/\sigma n_A$) преобладает кратное рассеяние, переходящее в многократное с увеличением толщины слоя, и, наконец, при $\delta \gg 1/\sigma n_A$ процесс можно рассматривать как диффузионный. При многократном рассеянии узкий пучок моноэнергетических электронов, проходя через слой вещества, постепенно расширяется.

При неупругом рассеянии электроны расходуют свою энергию (так же, как и тяжелые частицы) на возбуждение и ионизацию атомов поглотителя.

Потери энергии при неупругих соударениях в каждом акте соударения малы. Даже для очень высоких первичных энергий электронов возбуждение более вероятно, чем ионизация, а вторичные электроны имеют среднюю кинетическую энергию, равную лишь нескольким электрон-вольтам. Следовательно, полная потеря энергии при прохождении через слой толщиной x складывается из большого числа малых потерь энергии. Однако в отдельных, относительно редких столкновениях потери энергии могут составлять значительную долю энергии электрона (вплоть до половины), тогда как для тяжелых частиц потеря энергии в одном столкновении составляет только $4 m_a/M$ (m_a — масса покоя электрона, M — масса тяжелой частицы).

Результаты экспериментов по исследованию потерь энергии электронов в различных газах хорошо согласуются с теоретическими данными. Для конденсированных сред и электронов со средней и малой энергией (от 10 МэВ и меньше) измерения потерь энергии усложняются из-за большого числа рассеяния электронов атомами среды. Многократное рассеяние значительно увеличивает полный путь электрона в веществе заданной толщины, и соответственно возрастают потери энергии и их разброс. При больших энергиях рассеяние не так существенно, но тогда преобладают потери энергии на излучение, которые характеризуются разбросом.

Вследствие разброса в потерях энергии энергетический спектр пучка расширяется и становится несимметричным.

Теория Бора и Бете дает достаточно точное описание процесса взаимодействия электронов с веществом для относительно малых энергий ($\beta = v/c < 0{,}5$). Согласно этой теории *средняя потеря энергии на ионизацию* на единице длины пути (например, на 1 см пути) определяется уравнением, которое аналогично по форме уравнению (1.1):

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi e^4 n_A Z}{m_a v^2} \ln \frac{1{,}16 m_a v^2}{2\bar{w}}. \qquad (1.8а)$$

Здесь n_A — число атомов в 1 см^3 поглотителя; $n_A = L_0\rho/A$, где L_0 — число Авогадро, ρ — плотность, г/см^3; A — атомная масса; $m_a v^2/2 = E$ — нерелятивистская энергия электронов; $\bar{w}$ — средняя энергия возбуждения для атомных электронов. Появление двойки в знаменателе дроби, стоящей под знаком логарифма, определяется учетом неразличимости двух электронов, образующихся в ионизационном столкновении. Подставляя численные значения постоянных известных величин L_0, e и m_a, получаем

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = 0{,}306\rho \frac{Z}{A} \beta^{-2} \ln \frac{1{,}16E}{w}, \text{ МэВ/см}. \qquad (1.8б)$$

Величина Z/A изменяется относительно мало, поэтому $(dE/dx)_{\text{ион}}$ зависит в основном от плотности тормозящего вещества и энергии электронов. Очень слабая зависимость от Z проявляется через энергию возбуждения w, содержащуюся под знаком логарифма. Значение w вычислено с помощью известных потенциалов электронных оболочек, окружающих ядро.

С увеличением энергии электронов потери энергии на ионизацию достигают минимума при $E = 1{,}5$ МэВ и затем медленно возрастают (см. рис. 1.1). При относительно низких энергиях электронов вследствие уменьшения времени взаимодействия с отдельными атомами вдоль пути электрона линейная плотность ионизации падает с ростом энергии электронов. При релятивистских энергиях появляется лоренцево сокращение электрического поля, сопровождающееся соответствующим возрастанием напряженности электрического поля в плоскости, перпендикулярной к траектории электрона. Это повышение напряженности электрического поля приводит к повышению линейной плотности ионизации при релятивистских энергиях.

Первичная ионизация — процесс образования ионных пар при взаимодействии первичных электронов с атомами. Некоторые вторичные электроны, возникающие на пути первичного электрона, могут обладать достаточной энергией, чтобы производить ионизацию. Полная линейная плотность ионизации равна сумме пар ионов, производимых как первичными, так и вторичными электронами на 1 см пути первичной частицы. Некоторые авторы определяют линейную плотность ионизации как число пар ионов, производимых на 1 см пути первичными электронами и всеми вторичными электронами с энергиями выше 10^4 эВ.

Кроме потерь энергии на возбуждение и ионизацию, электро-

ны теряют энергию вследствие испускания электромагнитного или *тормозного излучения*, возникающего при ускорении электронов в кулоновском поле ядра. Согласно Гайтлеру обусловленные этим излучением *средние радиационные потери энергии* на единице длины пути (например, на 1 см пути) составляют

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = n_A r_0^2 \frac{Z^2}{137}(E + m_a c^2)\left[4 \ln \frac{2(E + m_a c^2)}{m_a c^2} - \frac{4}{3}\right] =$$

$$= 3{,}44 \cdot 10^{-4}(E + m_a c^2)\frac{Z^2}{A}\rho\left[4 \ln \frac{2(E + m_a c^2)}{m_a c^2} - \frac{4}{3}\right], \qquad (1.9)$$

где $r_0 = e^2/(m_a c^2)$ — классический радиус электрона, равный $2{,}8 \cdot 10^{-13}$ см.

Следовательно, радиационные потери возрастают пропорционально Z^2, в то время как потери на ионизацию пропорциональны Z.

Для относительно малых энергий ($E < m_a c^2$) радиационные потери не зависят от кинетической энергии электронов, а для энергий, бо́льших $m_a c^2$, они растут пропорционально энергии электронов, в то время как потери на ионизацию вначале резко уменьшаются (см. рис. 1.1) и лишь логарифмически растут в области высоких энергий.

Из выражений (1.9) и (1.1) Бете и Гайтлер получили отношение радиационных потерь к ионизационным для релятивистской области энергий ($E \gg m_a c^2$):

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} \Big/ -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{(E + m_a c^2) Z}{1600 m_a c^2}. \qquad (1.10)$$

Потери становятся равными при критической энергии

$$E_{\text{кр}} \approx 1600 \frac{m_a c^2}{Z}.$$

Так, для свинца

$$E_{\text{кр}}^{\text{Pb}} \approx \frac{1600 \cdot 0{,}5}{82} \approx 10 \text{ МэВ}.$$

Полные потери энергии электронов в поглотителе складываются из ионизационных и радиационных потерь:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{полн}} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} + \left[-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}}\right]. \qquad (1.11)$$

На рис. 1.5 показано изменение полных потерь энергии для свинца, воды и воздуха в зависимости от энергии электронов.

Некоторые радионуклиды ^{86}Rb, ^{140}La, ^{140}Ba, ^{156}Eu, ^{170}Tm, ^{192}Au создают заметное тормозное излучение.

Тормозное излучение, испускаемое моноэнергетическими электронами или β-частицами, обладает непрерывным спектром, содержащим энергии от нулевой до максимальной энергии E_0 тормозящихся электронов. Если полученный экспериментально спектр тормозного излучения проинтегрировать по всем энергиям, можно

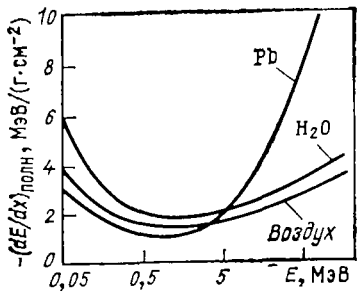


Рис 1.5

определить полную энергию испускаемого тормозного излучения.

Для полной энергии тормозного излучения Виард на основании теории Гайтлера получил следующие удобные для практического использования формулы:

1) для моноэнергетических электронов с энергией не выше 1 МэВ в однородной среде с атомным номером Z, $E_e^{торм}$, МэВ/электрон:

$$E_e^{торм} = 5{,}77 \cdot 10^{-4} Z E_0^2; \quad (1.12а)$$

2) для спектра, полученного от нескольких групп моноэнергетических электронов, например для спектра конверсионных электронов в среде с эффективным атомным номером $Z_{эф}$ $E_{к.э}^{торм}$, МэВ/расп.:

$$E_{к\,э}^{торм} = 5{,}77 \cdot 10^{-4} Z_{эф} \sum_{i=1}^{m} (n_{к.э})_i (E_{к.э})_i^2, \quad (1.12б)$$

где m — число энергетических групп конверсионных электронов; $(n_{к\,э})_i$ — выход i-й энергетической группы конверсионных электронов на один распад; $(E_{к\,э})_i$ — энергия i-й энергетической группы;

3) для β-частиц, обладающих непрерывным спектром и тормозящихся в среде с эффективным атомным номером $Z_{эф}$ $E_\beta^{торм}$, МэВ/расп.:

$$E_\beta^{торм} = 1{,}23 \cdot 10^{-4} (Z_{эф} + 3) \sum_{i=1}^{m} E_{\beta_i}^2 n_{\beta_i}, \quad (1.13)$$

где n_{β_i} — выход β-частиц i-й энергетической группы на один распад ядра; E_{β_i} — максимальная энергия парциального i-го β-спектра; m — число парциальных β-спектров; цифра 3 в скобках дана с учетом внутреннего тормозного излучения; $Z_{эф}$ — эффективный атомный номер вещества, в котором происходит торможение электронов, определяется по формуле

$$Z_{эф} = \sum_{i=1}^{k} a_i Z_i^2 \Big/ \sum_{i=1}^{k} a_i Z_i, \quad (1.14)$$

где a_i — доля общего числа атомов с атомным номером Z_i в сложном веществе; k — число компонентов в сложном веществе (см. разд. 13.2.7, пример 20).

Энергию тормозного излучения можно определить по табл. П.34.

Формула (1.13) дана для источников β-частиц, форма спектра которого подобна форме β-спектра ^{32}P. Более поздние расчеты показали, что эту формулу можно использовать и для β-частиц с

другой формой спектра, уменьшив погрешность подбором первого численного коэффициента.

Формулы (1.12б), (1.13) выведены в предположении отсутствия как поглощения β-излучения в источнике, так и самопоглощения тормозного излучения. Формулы (1.12а), (1.12б) и (1.13) справедливы при полном поглощении моноэнергетических электронов или β-частиц в мишени.

Мощность дозы тормозного излучения можно вычислить с помощью табл. П 20 по спектральному распределению тормозного излучения. Характеристика источников β-излучения дана в табл. П.22.

При прохождении через поглотитель электроны вследствие их малой массы испытывают значительное число актов упругого рассеяния, в результате которых они претерпевают отклонение на некоторый угол. Среднеквадратическое значение угла отклонения $\overline{\theta^2}$ вычисляют статистической обработкой единичных актов рассеяния. Приближенное выражение для $\overline{\theta^2}$ имеет вид:

$$\overline{\theta^2} = \frac{4\pi n_A Z (Z+1) e^4 \delta}{p^2 v^2} \lg\left[4\pi Z^{4/3} n_A \delta \left(\frac{\hbar}{m_a v}\right)^2\right], \qquad (1.15а)$$

где δ — толщина поглотителя, г/см^2; p — момент количества движения электрона.

Уравнение (1.15а) приближенно можно представить следующими простыми численными формулами для электронов:

$$\overline{\theta}^2_{Pb} \sim \frac{6 \cdot 10^3 \delta'}{E^2}; \qquad (1.15б)$$

$$\overline{\theta}^2_{возд} \sim \frac{7 \cdot 10^3 \delta'}{E^2}, \qquad (1.15в)$$

где δ' — толщина фольги, см; E — кинетическая энергия падающего на поглотитель электрона, кэВ. Очевидно, рассеяние уменьшается с увеличением энергии электронов и меньше для поглотителей с малыми атомными номерами.

Для экспериментального исследования рассеянных электронов коллимированный пучок быстрых электронов направляют на тонкую металлическую фольгу. Толщина фольги должна быть достаточно велика, чтобы электроны испытали в ней большое число столкновений, и в то же время достаточно тонка, чтобы потерями энергии в ней можно было пренебречь. При таких условиях практически все электроны будут проходить сквозь фольгу и выходить из нее отклоненными на малые углы. В этом случае (наиболее простом) теория согласуется с экспериментом.

В случае толстых фольг потерями энергии пренебрегать нельзя. Качественно явление прохождения электронов можно представить следующим образом. Первоначально быстрый электрон проходит некоторый отрезок пути прямолинейно, теряя энергию, но испытывая лишь незначительное отклонение в результате рассеяния. По мере того как его энергия уменьшается, роль рассея-

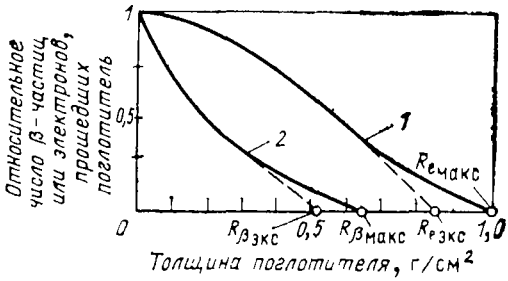


Рис 1 6

ния возрастает и угловое распределение относительно первоначального направления описывается кривой распределения Гаусса, характерной для многократного рассеяния. В этой области наиболее вероятный угол отклонения возрастает пропорционально корню квадратному из пройденной толщины фольги [см. формулы (1.15б) и (1.15в)].

В результате большого числа актов рассеяния угловое распределение теряет преимущественное направление, и дальнейшее перемещение электронов можно рассматривать как диффузию. Создавшееся угловое распределение перестает изменяться при дальнейшем увеличении толщины фольги. Так, для алюминия наиболее вероятный угол отклонения имеет постоянное значение около 30°. При этом число электронов, прошедших фольгу заданной толщины, постепенно уменьшается с увеличением ее толщины сначала вследствие обратного рассеяния электронов (на угол больше 90°), а затем в результате уменьшения энергии электронов до нулевой.

Проникающая способность моноэнергетических электронов (или β-частиц) определяется пробегом, который характеризуется максимальным пробегом $R_{макс}$, экстраполированным пробегом $R_{экс}$ (рис. 1.6).

На рис. 1.6 показаны кривые поглощения моноэнергетических электронов (*1*) и β-частиц (*2*) в веществе.

Минимальная толщина фольги, при которой практически все падающие электроны в ней поглощаются, характеризует максимальную длину пробега электронов $R_{макс}$.

Максимальный пробег моноэнергетических электронов (или β-частиц) можно определить по среднему пробегу моноэнергетических электронов (или β-частиц с максимальной энергией в спектре), увеличив его на 30 %.

Для практических целей предпочитают использовать экстраполированный пробег $R_{экс}$. Для моноэнергетических электронов с энергией от 0,0003 до 30 МэВ при нормальном падении на вещество с $Z_{эф}$, равным от 5,3 до 82, экстраполированный пробег $R_{экс}$, г/см², может быть определен по соотношению

$$R_{экс} = a_1 [1/a_2 \ln(1 + \alpha_0 a_2) - \alpha_0 a_3/(1 + \alpha_0^{a_4} a_4)], \qquad (1.16)$$

где $\alpha_0 = E_e/m_a c^2$ (E_e — энергия электрона, МэВ; $m_a c^2 = 0{,}511$ МэВ — энергия покоя электрона); $a_1 = 0{,}2335\ A/Z^{1{,}209}$; $a_2 = 1{,}78 \cdot 10^{-4}\ Z$; $a_3 = 0{,}9891 - 3{,}01 \cdot 10^{-4}\ Z$; $a_4 = 1{,}468 - 1{,}18 \cdot 10^{-2}\ Z$; $a_5 = 1.232/Z^{0{,}109}$; A — атомная масса; Z — атомный номер.

Максимальная погрешность при $E_e > 1$ МэВ — 4,5 %, при $E_e < 1$ МэВ — 8,4 %.

Средний пробег моноэнергетических электронов $\bar{R}_e$ можно вычислить в модели непрерывного замедления по формуле

$$\bar{R}_e = \int_0^{E_0} \frac{-dE}{-(dE/dx)}, \tag{1.17}$$

где dE/dx — полные потери энергии электрона.

Потери на излучение не оказывают большого влияния на средний пробег электронов, так как они редки и чаще приводят к большим потерям немногими электронами, чем к малым потерям многими электронами. Поэтому в области энергий, где в первом приближении можно положить $d\bar{E}/dx = \text{const}$, получим:

$$\bar{R}_e = E_0 \Big/ \left(\frac{d\bar{E}}{dx}\right). \tag{1.18}$$

Тогда при той же энергии электронов E_0 в разных веществах средние пробеги будут обратно пропорциональны средним потерям энергии или тормозным способностям поглотителей:

$$\frac{\bar{R}_{e_1}}{\bar{R}_{e_2}} = \left(\frac{d\bar{E}}{dx}\right)_2 \Big/ \left(\frac{d\bar{E}}{dx}\right)_1 \approx \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{Z_2/A_2}{Z_1/A_1}. \tag{1.19}$$

Отсюда, зная пробег электрона данной энергии в одном веществе $\bar{R}_{e_1}$, см, можно дать приближенную оценку его пробега в другом веществе $\bar{R}_{e_2}$:

$$\bar{R}_{e_2} = \bar{R}_{e_1}\left(\frac{d\bar{E}}{dx}\right)_1 \Big/ \left(\frac{d\bar{E}}{dx}\right)_2 = \bar{R}_{e_1} \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{Z_1/A_1}{Z_2/A_2} \tag{1.20}$$

или $R_{e_2}\rho_2$, г/см^2, равно:

$$R_{e_2}\rho_2 = R_{e_1}\rho_1 \frac{Z_1/A_1}{Z_2/A_2}. \tag{1.21}$$

Так как Z/A изменяется незначительно, произведение $R_e\rho$ близко к постоянному значению. Действительно, для платины и алюминия эти величины отличаются на 20 %.

Толщина защиты, г/см^2, из алюминия определяется по $R_{\beta_{макс}}$ β-частиц:

$$R_{\beta_{макс}} = 0{,}407E_\beta^{1{,}38} \text{ для } 0{,}15 \leqslant E_{\beta_{макс}} \leqslant 0{,}8 \text{ МэВ}; \tag{1.22}$$

$$R_{\beta_{макс}} = 0{,}542E_\beta - 0{,}133 \text{ для } 0{,}8 \leqslant E_{\beta_{макс}} \leqslant 3 \text{ МэВ}. \tag{1.23}$$

Для $R_{\beta_{макс}}$, см, для воздуха и легких материалов (оргстекло, алюминий и др.) рекомендуются следующие формулы:

$$R^{возд}_{\beta_{макс}} \approx 400E_\beta \text{ см}; \tag{1.24}$$

$$R_{\beta_{макс}} \approx 0{,}2E_\beta \text{ см для } E_\beta > 0{,}5 \text{ МэВ}; \tag{1.25}$$

$$R_{\beta_{макс}} \approx 0{,}1E_\beta \text{ см для } E_\beta < 0{,}5 \text{ МэВ}. \tag{1.26}$$

В табл. П.35 приведены для моноэнергетических электронов значения (dE/dx), $\bar{R}_{\bar{\beta}}$, $R_{\bar{\beta}\text{экс}}$ и энергия тормозного излучения $E_{\text{торм}}$.

Пример 4. Определить максимальную длину пробега β-частиц в воздухе и алюминии, если максимальная энергия β спектра $E_{\beta_{\text{макс}}} = 3{,}15$ МэВ (источник RaC)

Решение 1. По формуле (1.24) находим $R_{\beta_{\text{макс}}}^{\text{возд}} = 400 \cdot 3{,}15 \cdot 10^{-2} = 12{,}6$ м

2. По формуле (1.23) $R_{\beta_{\text{макс}}}^{\text{Al}} = 0{,}542 \cdot 3{,}15 - 0{,}133 = 1{,}58$ г/см^2

Пример 5. Определить пробег моноэнергетических электронов в алюминии, если известен их пробег в воздухе $E_0 = 3{,}15$ МэВ, $\rho_{\text{Al}} = 2{,}7$ г/см^3, $\rho_{\text{возд}} = 1{,}293 \cdot 10^{-3}$ г/см^3, $R_{\beta_{\text{макс}}}^{\text{возд}} = 12{,}6$ м

Решение. По формуле (1.21) $R_{\beta_{\text{макс}}}^{\text{Al}} = 12{,}6 \cdot 1{,}293 \cdot 10^{-3}/2{,}7 = 0{,}606$ см.

Пример 6. Определить максимальную длину пробега β-частиц в алюминии для источника β-частиц RaC.

Решение. По формуле (1.25) $R_{\beta_{\text{макс}}}^{\text{Al}} = 0{,}2 \cdot 3{,}15 = 0{,}63$ см

Закон ослабления плотности потока электронов в веществе в зависимости от толщины поглотителя различен для моноэнергетических электронов и для β-частиц с непрерывным спектром (рис. 1.6).

Для среды толщиной меньше $R_{\beta_{\text{макс}}}$ ослабление плотности потока β-частиц можно приближенно определить по экспоненциальному закону

$$\varphi_\beta = \varphi_{\beta_0} \exp(-\mu x), \tag{1.27}$$

где φ_β, φ_{β_0} — плотность потока β-частиц за слоем поглотителя толщиной x и до поглотителя соответственно, част/(см^2·с); μ — линейный коэффициент ослабления, зависящий от энергии β-частиц и от атомного номера поглотителя, см$^{-1}$. Формула (1.27) не пригодна для моноэнергетических электронов.

Пользуясь формулой (1.27), можно оценить толщину защитного экрана, ослабляющего плотность потока β-частиц в необходимом соотношении, например довести плотность потока до безопасного или допустимого уровня. Предположим, что плотность потока нужно уменьшить вдвое, т. е. $\varphi_\beta = \varphi_{\beta_0}/2$, тогда $\varphi_{\beta_0}/2 = \varphi_{\beta_0} \exp(-\mu\Delta_{1/2\beta})$, откуда $\exp(\mu\Delta_{1/2\beta}) = 2$ и $\mu\Delta_{1/2\beta} = \ln 2$, а $\Delta_{1/2\beta} = 0{,}693/\mu$, см, т. е. это толщина экрана, которая ослабляет плотность потока вдвое и называется слоем половинного ослабления. По слою половинного ослабления можно определить линейный коэффициент ослабления, см$^{-1}$:

$$\mu = 0{,}693/\Delta_{1/2\beta}. \tag{1.28}$$

Чтобы получить массовый коэффициент ослабления μ_m, см^2/г, нужно $\Delta_{1/2\beta}$ выразить в единицах г/см^2:

$$\mu_m = \mu/\rho = 0{,}693 \Big/ \left(\Delta_{\frac{1}{2}\beta}\rho\right). \qquad (1.29)$$

В области энергий $0{,}5 < E_\beta < 6$ МэВ для оценки μ_m, см^2/г, в алюминии предложено эмпирическое соотношение

$$\mu_m \approx 22 E_\beta^{-1{,}33}. \qquad (1.30)$$

Необходимо иметь в виду, что для электронных пучков значительных энергий, кроме защиты от электронов, должна быть предусмотрена защита от тормозного рентгеновского излучения.

Глава 2

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО И γ-ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ

Согласно современным представлениям рентгеновское и γ-излучения, как и другие электромагнитные излучения, имеют не только волновые (отражение, преломление и т. п.), но и корпускулярные свойства, обнаруживаемые при взаимодействии с веществом в таких, например, процессах, как фотоэффект, комптон-эффект и др.

Рентгеновское и *γ-излучения,* так же как ультрафиолетовое, видимое, инфракрасное излучение, представляют собой электромагнитные колебания. Некоторые физические свойства для всех перечисленных излучений одинаковы. Так, скорость распространения их в вакууме составляет примерно $3 \cdot 10^5$ км/с, они подчиняются общим законам отражения и поляризации волн. Различие в свойствах излучений определяется различием частоты колебаний ν, следовательно, длины волны (так как $\lambda = c/\nu = cT$, где c — скорость распространения электромагнитных колебаний, T — период колебаний).

Как известно, рентгеновское излучение возникает в результате торможения электронов, испускаемых катодами и ускоряемых электрическим полем, на аноде рентгеновской трубки. При этом возникают тормозное и характеристическое излучения, имеющие соответственно непрерывный и линейчатый спектры.

γ-Излучение имеет внутриядерное происхождение. Оно возникает при переходе ядра из возбужденного состояния в основное или в состояние с меньшей энергией.

При определенных физических условиях возможны процессы образования или аннигиляции пар, когда энергия γ-излучения локализуется в виде элементарных частиц — позитрона и электрона — или же пара позитрон и электрон, аннигилируя, дает γ-излучение.

При изучении процессов, происходящих при прохождении рентгеновского и γ-излучений через вещество, должны быть освещены вопросы, связанные как с классическим (волновым), так и с квантовым рассеянием γ-излучения.

2.1. ТОРМОЗНОЕ И ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Для получения рентгеновского излучения используют рентгеновские трубки (рис. 2.1).

Рентгеновская трубка состоит из стеклянного баллона B, находящегося под вакуумом. Внутри баллона размещаются катод K и анод A, между которыми приложено напряжение U_0. Для накала катода служит трансформатор накала T.

Электроны, испускаемые катодом, ускоряются электрическим полем, приобретают определенную кинетическую энергию и испытывают торможение на аноде. Помимо рентгеновских трубок, тормозное излучение получается и на ускорительных установках (бетатрон, синхротрон и др.), с помощью которых электроны ускоряются до сотен и более мегаэлектрон-вольт и испытывают торможение на мишени. В результате торможения кинетическая энергия электрона преобразуется в тепловую энергию, энергию ионизации и возбуждения атомов и энергию тормозного рентгеновского излучения.

Тормозное рентгеновское излучение представляет собой типичный пример рассмотренного в гл. 1 тормозного излучения, возникающего при взаимодействии электронов с электрическим полем атомных электронов. Это излучение имеет непрерывный спектр с резко выраженной границей со стороны коротких волн. Спектр простирается от нуля до максимальной энергии бомбардирующих электронов, когда вся энергия тормозящегося электрона преобразуется в энергию одного фотона. Поэтому при работе с ускорителями электронов высоких энергий (МэВ, ГэВ и т. п.) спектр тормозного излучения будет содержать фотоны таких же высоких энергий (МэВ, ГэВ и т. п.).

Определим соотношение между напряжением на рентгеновской трубке и минимальной длиной волны тормозного излучения.

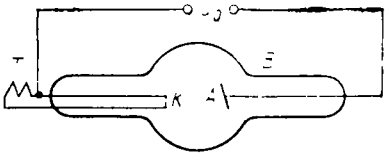


Рис 2.1

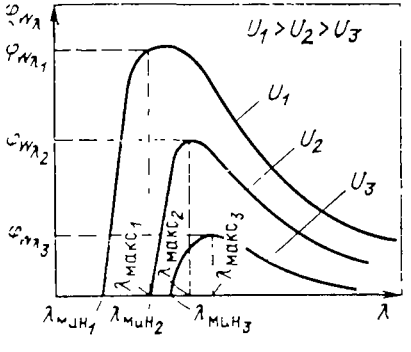


Рис 2.2

Кинетическую энергию $E_к$, Дж, электрона как фуикцию приложенного к рентгеновской трубке напряжения U_0, В, можно выразить следующей формулой:

$$E_к = 3{,}33 \cdot 10^{-10} e U_0, \qquad (2.1)$$

где e — заряд электрона, равный $4{,}8 \cdot 10^{-10}$.

Если кинетическая энергия электрона $E_к$ вся перейдет в энергию тормозного излучения, то она будет максимально возможной энергией $h\nu_{макс}$ в непрерывном спектре тормозного излучения и, следовательно, $h\nu_{макс}$ будет соответствовать минимальная длина волны $\lambda_{мин}$; $E_к = h\nu_{макс} = hc/\lambda_{мин} = 3{,}33 \cdot 10^{-10}\ eU_0$;

$$\lambda_{мин} = hc/(3{,}33 \cdot 10^{-10} e U_0), \qquad (2.2)$$

где $h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ Вт; $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Подставив численные значения и выразив U_0 в киловольтах, получим

$$\lambda_{мин} = \frac{6{,}62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{4{,}8 \cdot 10^{-10} U_0 \cdot 10^3 \cdot 3{,}33 \cdot 10^{-10}} = \frac{12{,}37 \cdot 10^{-10}}{U_0}\ \text{м}$$

или

$$\lambda_{мин} = 1{,}237/U_0\ \text{нм}. \qquad (2.3)$$

Если разность потенциалов на рентгеновской трубке равна, например, 200 кВ, то $\lambda_{мин} = 1{,}237 \cdot 200 \approx 0{,}006$ нм, т. е. непрерывный спектр будет иметь все длины волн больше 0,006 нм.

Если по оси ординат отложить относительную интенсивность непрерывного спектра $\varphi_{u\lambda}$, а по оси абсцисс — длину волны излучения λ, можно получить кривую (рис. 2.2), характеризующую непрерывный рентгеновский спектр. С увеличением напряжения, прикладываемого к рентгеновской трубке, увеличивается общая энергия спектра тормозного излучения, и граница спектра смещается в сторону коротких волн. Длины волн $\lambda_{макс_1}$, $\lambda_{макс_2}$, $\lambda_{макс_3}$ соответствуют максимумам интенсивностей рентгеновских спектров $\varphi_{u\lambda}$ при заданных напряжениях U_1, U_2, U_3 и связаны соотношением $\lambda_{макс} = (3/2)\ \lambda_{мин}$.

При пропускании рентгеновского излучения через фильтр толщиной x в большей степени срезается длинноволновая часть спектра, чем коротковолновая (рис. 2.3). При сильной фильтрации $\lambda_{макс} \approx \lambda_{мин}$, при слабой фильтрации $\lambda_{макс} \approx 2\lambda_{мин}$.

Как указывалось ранее, кроме тормозного излучения, в рентгеновской трубке возникает и характеристическое излучение, длина волны которого определяется только материалом анода и не зависит от скорости электронов (напряжения возбуждения).

Энергия характеристического рентгеновского излучения изменяется от нескольких электрон-вольт для легких элементов примерно до 0,1 МэВ для трансурановых элементов. На рис. 2.4 показаны кривые интенсивности $\varphi_{u\lambda} = f(\lambda)$ спектров излучения рентгеновской трубки с родиевым анодом при разном напряжении. При напряжении до 23 кВ получается только один непрерывный спектр. При напряжении порядка 31 и 40 кВ одновременно

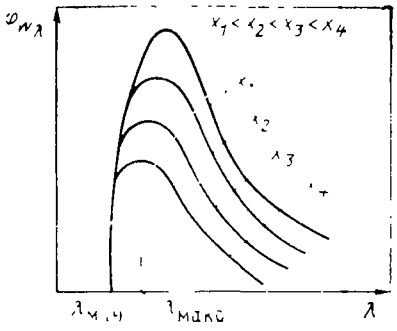


Рис 23

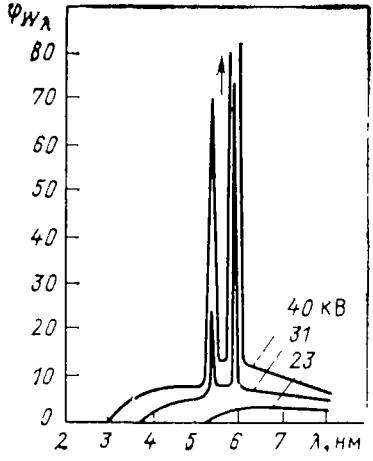


Рис 24

с непрерывным спектром появляется характеристический спектр серии К. Как видно из графика, с увеличением напряжения длины волн характеристического спектра не изменяются, а растет только интенсивность излучения.

2.2. ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ γ-ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Рассмотрим физические процессы, вызывающие ослабление интенсивности γ-излучения при взаимодействии с веществом в диапазоне энергий до 10 МэВ.

1. *Фотоэлектрическое поглощение* — процесс, при котором атом поглощает фотон и испускает фотоэлектрон (рис. 25, *а*). Атом, находящийся в возбужденном состоянии, при переходе в основное состояние испускает флуоресцентное излучение или электрон Оже.

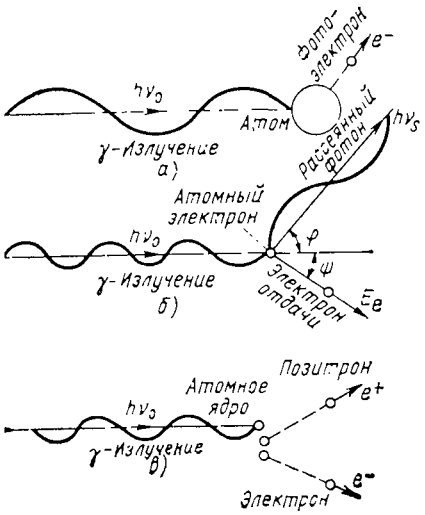


Рис 25

2. *Когерентное рассеяние связанными электронами (томпсоновское рассеяние)* — процесс, при котором фотон отклоняется на небольшой угол от своего первоначального направления без потерь энергии. Рассеяние происходит в области низких энергий фотонов.

3. *Некогерентное рассеяние на свободном и покоящемся электроне (комптоновское рассеяние)* — процесс, при котором фотон рассеивается атомным электроном с передачей части энергии электро-

ну, который вырывается из атома. Это рассеяние происходит в области энергий примерно от 200 кэВ и до 5 МэВ (рис. 2.5, *б*).

4. *Образование пар* — процесс, приводящий к поглощению γ-излучения и образованию пары электрон — позитрон. Образовавшиеся пары производят ионизацию среды, часть их энергии тратится на образование тормозного излучения. Замедлившись, позитрон аннигилирует с электроном с образованием γ-излучения. Процесс происходит в области более высоких энергий (1—10 МэВ) (рис. 2.5, *в*).

Ослабление интенсивности γ-излучения характеризуется линейным коэффициентом ослабления μ, $см^{-1}$, или массовым коэффициентом ослабления $\mu_m = \mu/\rho$, $см^2/г$ (ρ — плотность поглотителя, $г/см^3$).

Полный линейный коэффициент ослабления $\mu = \tau + \sigma_{ког} + \sigma_{нк} + \varkappa$. Здесь τ — линейный коэффициент ослабления, обусловленный фотопоглощением; $\sigma_{ког}$, $\sigma_{нк}$ — линейный коэффициент ослабления когерентного и некогерентного рассеяния на электронах атома соответственно; $\varkappa$ — линейный коэффициент ослабления, обусловленный процессом образования пар (см. разд. 2.2.5).

Атомный $\mu_a = \mu/n_A = \mu A/(\rho L_0)$ и электронный $\mu_e = \mu/(n_A Z) = \mu A/(\rho L_0 Z)$ коэффициенты характеризуют ослабление, отнесенное к одному атому или к одному электрону. Здесь A — атомная масса; n_A — число атомов в 1 $см^3$ вещества поглотителя; L_0 — число Авогадро; Z — атомный номер.

2.2.1. Фотоэлектрическое поглощение γ-излучения

Если энергия падающего γ-излучения невелика, но достаточна для преодоления энергии связи электрона в атоме, электрон покидает наружные энергетические уровни атома и вылетает за его пределы с энергией, отличающейся от энергии падающего γ-излучения на значение энергии связи. Такие электроны обычно называют фотоэлектронами. С увеличением энергии падающего γ-излучения взаимодействие с электронами происходит на внутренних энергетических уровнях *K*, *L*, *M* атомов. В результате на этих уровнях энергии образуются свободные места — вакансии, которые заполняются электронами внешних уровней атома. Освобождающаяся при таких переходах электронов энергия или излучается в виде характеристического излучения, или передается одному из внешних электронов, который покидает атом. Такой электрон называется электроном Оже. Испускание характеристического излучения и электронов Оже — это вторичные эффекты, которые являются конкурирующими процессами, обусловленными образованием вакансий в электронных оболочках атома. Эти процессы возможны не только при фотоэффекте, но и при захвате электрона ядром и в процессах внутренней конверсии.

Рассмотрим изменение массового коэффициента поглощения τ_m, обусловленного фотоэлектрическим процессом, в зависимости от длины волны λ падающего γ-излучения $\tau_m = f(\lambda)$ для опреде-

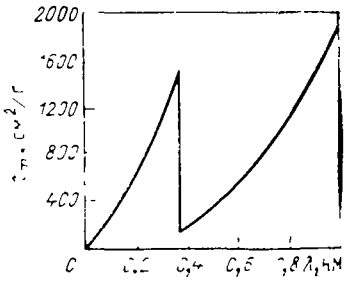


Рис 2 6

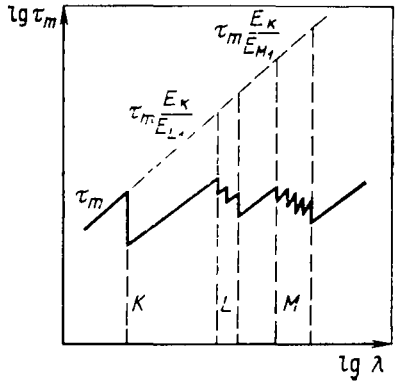


Рис. 2 7

ленного элемента с атомным номером Z [например, аргона (рис. 2.6)]. Обычно для удобства эту зависимость строят в логарифмических координатах $\lg \tau_m = f(\lg \lambda)$ (рис. 2.7). Кривая имеет линейный характер с несколькими изломами при определенных значениях $\lg \lambda$. Эти изломы называются *скачками поглощения,* а длина волны излучения, при которой происходит скачок поглощения, называется *границей поглощения.* Природа этих скачков зависит от поглощающего вещества и длины волны падающего γ-излучения. Каждый скачок соответствует определенному энергетическому уровню (один K-скачок, три L-скачка, пять M-скачков и т. п.). Если длина волны падающего γ-излучения становится несколько меньше определенной для данного элемента λ_K, λ_L границы поглощения (несколько меньше длины волны соответствующей серии характеристического излучения атомов поглощающего вещества), то энергия падающего γ-излучения становится больше энергии связи электрона, находящегося на K-, L_1-уровне атома, с ядром и соответствующий электрон может быть удален

При недостаточной энергии γ-излучения ($\lambda > \lambda_K$) поглощение излучения электронами на K-оболочке не происходит и данное вещество становится относительно более прозрачным для падающего γ-излучения.

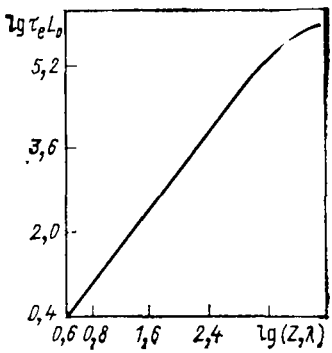


Рис. 2 8

Разные авторы предложили эмпирические формулы, выражающие зависимость $\tau_e = f(\lambda Z)$. Ионсон свел их к единой зависимости и построил универсальную кривую $\tau_e L_0 = c'(Z\lambda)^p$ (рис. 2.8), которой можно пользоваться при значениях $Z\lambda$ от 0,5 до 100 нм. Показатель степени p монотонно убывает от $p = 3$ при $Z\lambda = 8$ до $p = 2{,}3$ при $Z\lambda = 770$. Следовательно, кривая (см. рис. 2 8) представляет собой линию с малой кривизной. Поэтому при определении коэффициента поглощения при

фотоэффекте, рассчитанного на один электрон τ_e, принято считать, что

$$\tau_e = c' Z^3 \lambda^3, \tag{2.4}$$

где c' — коэффициент пропорциональности.

Универсальную кривую Ионсона можно использовать для определения τ_m при $\lambda < \lambda_K$. Для этого надо знать значения Z и λ, по которым определяется $\tau_e L_0$. Затем определяют τ_e из соотношения

$$\tau_e = \frac{\tau}{n_A Z} = \frac{\tau A}{\rho L_0 Z} = \tau_m \frac{A}{L_0 Z}. \tag{2.5}$$

Если λ лежит между K- и L-границами (или между K- и M-границами), то полученное значение $\tau_e L_0$ по кривой на рис. 2.8 надо разделить на соответствующий скачок $\delta_K = E_K/E_{L_1}$ (или $\delta_K = E_K/E_{M_1}$).

Для одной и той же длины волны ($\lambda = \text{const}$), но для разных элементов с атомными номерами Z_1 и Z_2 отношение их массовых коэффициентов фотоэлектрического поглощения $(\tau_m)_1$ и $(\tau_m)_2$ на основании формул (2.4) и (2.5) приближенно равно

$$(\tau_m)_1/(\tau_m)_2 = (Z_1/Z_2)^3. \tag{2.6}$$

Коэффициент фотоэлектрического поглощения свинца $(\tau_m)_{Pb}$ ($Z_{Pb} = 82$) больше коэффициента фотоэлектрического поглощения алюминия $(\tau_m)_{Al}$ ($Z_{Al} = 13$) приблизительно в 250 раз, так как $(\tau_m)_{Pb}/(\tau_m)_{Al} = (82/13)^3 = 250$, и в 23 раза больше, чем для меди ($Z_{Cu} = 29$), $(\tau_m)_{Pb}/(\tau_m)_{Cu} = (82/29)^3 = 23$.

2.2.2. Когерентное (томсоновское) рассеяние γ-излучения

Процесс рассеяния фотонов представляет собой явление, в котором ярко выражается двойственная природа электромагнитного излучения. Некоторые свойства рассеянного γ-излучения (поляризация) легко объясняются волновой теорией. Другие свойства (изменение длины волны фотонов при рассеянии), не объяснимые классической теорией, легко можно объяснить с корпускулярной точки зрения.

По когерентной теории рассеяния первичные фотоны вызывают вынужденные колебания слабо связанных электронов атомов поглощающей среды, которые при этом сами излучают фотоны (вторичные рассеянные фотоны) той же длины волны, что и падающее излучение. Таким образом, при прохождении через среду длинноволнового γ-излучения (с длиной волны более 0,03 нм) возникает рассеянное γ-излучение без изменения длины волны, изменяется лишь направление движения фотона.

Интенсивность излучения, рассеянного под углом φ от первоначального направления фотонов, связанным электроном может

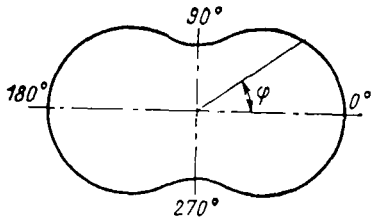


Рис 29

быть найдена из соотношения

$$(\varphi_w)_\varphi = \frac{e^4}{r^2 m_a^2 c^4} \varphi_w \frac{1+\cos^2\varphi}{2}, \qquad (2.7а)$$

где e — заряд электрона; r — расстояние от рассеивающего электрона; m_a — масса покоящегося электрона; c — скорость света; φ_w — интенсивность падающего излучения.

Эта формула когерентного рассеяния была выведена впервые Томсоном для одного электрона.

Изменение интенсивности в зависимости от угла φ приведено в полярных координатах на рис. 2.9.

Массовый коэффициент когерентного рассеяния определяется на основании выражения (2.7а)

$$(\sigma_{\text{ког}})_m = \frac{\sigma_{\text{ког}}}{\rho} = \frac{8\pi e^4 n_A Z}{3 m_a^2 c^4 \rho}, \qquad n_A = L_0\rho/A, \qquad (2.7б)$$

где L_0 — число Авогадро, A — атомная масса. Тогда

$$(\sigma_{\text{ког}})_m = \frac{\sigma_{\text{ког}}}{\rho} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_a^2 c^4} \frac{L_0}{A} Z, \qquad (2.8)$$

или

$$(\sigma_{\text{ког}})_m = \sigma_{\text{ког}}/\rho = 0{,}402 \frac{Z}{A}. \qquad (2.9)$$

Так как у большинства элементов $Z/A \approx 0{,}5$ (кроме водорода), то

$$(\sigma_{\text{ког}})_m = \frac{\sigma_{\text{ког}}}{\rho} = 0{,}2, \qquad (2.10)$$

т. е. массовый коэффициент рассеяния при когерентном рассеянии не зависит от длины волны первичных фотонов и от поглощающего вещества.

2.2.3. Некогерентное [комптоновское] рассеяние γ-излучения

При падении γ-излучения с длиной волны менее 0,03 нм на поглощающее тело наблюдается уменьшение коэффициента рассеяния и увеличение длины волны рассеянного излучения. Эти явления нельзя объяснить, основываясь только на волновой теории, но они легко объясняются квантовой теорией, рассматривающей рассеяние фотона на свободном и покоящемся электроне. При этом фотон рассматривают как частицу, обладающую энергией $h\nu$ и импульсом $h\nu/c$, а взаимодействие фотона с электроном — как взаимодействие упругих шаров.

Рассмотрим столкновение фотона с электроном (рис. 2.10). В результате такого столкновения падающий фотон с энергией $h\nu_0$ отклонится от первоначального направления на угол φ и будет иметь энергию $h\nu_s$, меньшую, чем энергия падающего фотона $h\nu_0$, так как последний сообщает электрону импульс и приводит его в движение, передавая часть своей энергии E_e. Угол между направлением движения электрона и направлением первичных фотонов обозначим ψ.

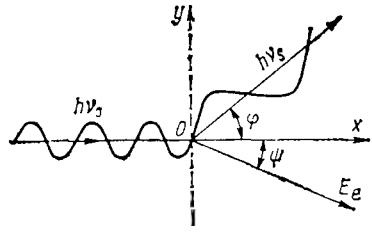


Рис 2 10

Примем за ось абсцисс направление первичного фотона, а точку 0, в которой расположен электрон, — за начало координат. На основании законов сохранения энергии и количества движения можно записать следующие уравнения:

$$h\nu_0 = h\nu_s + m_a c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right); \qquad (2.11)$$

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu_s}{c} + \frac{m_a c\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad (2.12)$$

где m_a — масса покоящегося электрона; $\beta = v/c$ — отношение скорости электрона v к скорости света c.

Из уравнений (2.11) и (2.12) можно определить зависимость изменения длины волны рассеянного фотона $\Delta\lambda = \lambda_s - \lambda_0$ и энергии электрона отдачи E_e от угла φ и установить взаимосвязь между углами φ и ψ, под которыми испускается рассеянный фотон и вылетает электрон отдачи.

Изменение длины волны $\Delta\lambda$, нм, равно

$$\Delta\lambda = \lambda_s - \lambda_0 = 0{,}486 \cdot 10^{-2} \sin^2\frac{\varphi}{2}. \qquad (2.13)$$

Выражение (2.13) показывает, что увеличение длины волны $\Delta\lambda$ рассеянных фотонов не зависит от длины волны падающих фотонов, а зависит только от угла рассеяния φ.

При $\varphi = 0$, $\Delta\lambda = 0$ длина волны не изменяется, а при $\varphi = \pi$ $\Delta\lambda_{макс} = 0{,}486 \cdot 10^{-2}$ нм, т. е. наблюдается максимальное изменение длины волны. Отношение кинетической энергии электрона отдачи E_e к энергии падающего фотона $h\nu_0$ равно

$$\frac{E_e}{h\nu_0} = \frac{h\nu_0 (1 - \cos\varphi)}{m_a c^2 + h\nu_0 (1 - \cos\varphi)}. \qquad (2.14)$$

Из соотношения (2.14) видно, что при $\varphi = 0$, когда направления рассеянного и падающего фотона совпадают, энергия рассеянного электрона равна нулю, т. е. $E_e = 0$, следовательно, длина волны рассеянного фотона λ_s равна длине волны первичного фотона λ_0. При $\varphi = \pi$ энергия электрона отдачи E_e достигает максимального значения.

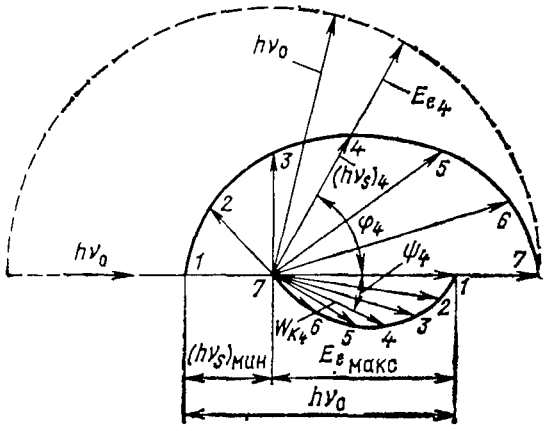


Рис 2 11

Соотношение между углами ψ и φ имеет следующий вид:

$$\operatorname{tg}\psi = -\frac{1}{1-\frac{h\nu_0}{h\nu_s}}\operatorname{ctg}\frac{\varphi}{2}, \qquad (2.15)$$

т. е. каждому направлению рассеянного фотона соответствует вполне определенное направление движения электрона отдачи при данной энергии.

При изменении угла φ от 0 до 180° (или угла $\varphi/2$ от 0 до 90°) для сохранения равенства (2.15) угол ψ должен изменяться от 90 до 0°.

Соотношения (2.13)—(2.15) иллюстрируются диаграммой Дебая (рис. 2.11), построенной для частного случая, когда энергия фотона равна энергии, соответствующей массе покоя электрона, а именно: $h\nu_0 = m_a c^2$.

Тогда формула (2.14) принимает вид

$$E_e = \frac{1-\cos\varphi}{2-\cos\varphi}h\nu_0. \qquad (2.16)$$

На диаграмме Дебая радиус пунктирной полуокружности равен энергии первичного фотона $h\nu_0$. Верхняя и нижняя сплошные кривые являются полуэллипсами Стрелки, заключенные в верхнем и нижнем полуэллипсах и обозначенные цифрами, соответствуют отдельным частным случаям взаимодействия падающего фотона с электроном. Так (рис. 2 11), рассеянному фотону с энергией $(h\nu_s)_4$, отклонившемуся от направления первичного фотона под углом φ_4, соответствует электрон отдачи с энергией E_{e_4} отклонившийся от направления $h\nu_0$ на угол ψ_4. Разность между радиусом пунктирной полуокружности и соответствующей стрелкой верхнего полуэллипса дает энергию электрона отдачи, т. е. длину нижней стрелки.

Диаграмма также наглядно показывает, что при измененни угла рассеяния фотонов φ от 0 до 360° направление движения электронов отдачи будет находиться в I и IV квадрантах Следовательно, электроны отдачи летят только вперед, а рассеянные фотоны могут распространяться во всех направлениях.

Рассмотрим теперь изменение интенсивности γ-излучения на один электрон в зависимости от угла рассеяния φ по квантовой теории, согласно которой

$$I_\varphi = I \frac{e^4}{r^2 m_a^2 c^4} \frac{1+\cos^2\varphi}{2} \left[\frac{1}{[1+\alpha(1-\cos\varphi)]^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{\alpha^2 (1-\cos\varphi)^2}{(1+\cos^2\varphi)[1+\alpha(1-\cos\varphi)]^4} \right], \qquad (2.17)$$

где $\alpha = h\nu_0/(m_a c^2)$.

Формула Клейна — Нишины — Тамма при $\alpha=0$ переходит в формулу (2.7а) Томсона для классического рассеяния.

Изменение интенсивности γ-излучения при комптоновском рассеянии изображено в полярных координатах на рис. 2.12. Если $\alpha=0$ (классическое рассеяние), интенсивность рассеяния при $\varphi=0$ и 180° максимальна, а при $\varphi=90$ и 270° она в 2 раза меньше.

С возрастанием энергии γ-излучения $h\nu_0$ интенсивность рассеяния назад ($\varphi=180°$) и в стороны ($\varphi=90$ и 270°) уменьшается, а при $\alpha=5$ рассеянное излучение направлено в основном вперед.

Ранее было установлено, что при комптоновском рассеянии часть энергии от первичных фотонов передается электронам отдачи, а другая часть — рассеянным фотонам. В связи с этим коэффициент некогерентного рассеяния $\sigma_{нк}$ следует рассматривать как сумму двух коэффициентов, учитывающих как передачу энергии электрону отдачи $\sigma_{нк_e}$ (коэффициент истинного поглощения), так и рассеянному γ-излучению $\sigma_{нк_s}$ (коэффициент рассеяния), т. е.

$$\sigma_{нк} = \sigma_{нк_e} + \sigma_{нк_s}. \qquad (2.18)$$

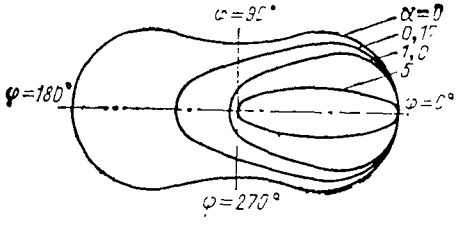


Рис 2 12

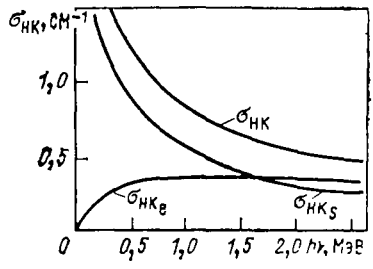


Рис 2 13

Если длина волны падающего γ-излучения $\lambda > 0{,}008$ нм, для определения σ можно применить формулу

$$\sigma_{\text{нк}} = \sigma_{\text{ког}} \frac{1}{1+2\alpha}$$

или

$$\sigma_{\text{нк}_s} = \sigma_{\text{ког}} \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^2}; \quad \sigma_{\text{нк}_e} = \sigma_{\text{ког}} \frac{\alpha}{(1+2\alpha)^2}. \qquad (2.19)$$

Для более коротковолнового излучения используют формулы Клейна—Нишины—Тамма

$$\sigma_{\text{нк}} = \frac{3}{4}\sigma_{\text{ког}}\left\{\frac{1+\alpha}{\alpha^3}\left[\frac{2\alpha(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \ln(1+2\alpha)\right] + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{2\alpha}\ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2}\right\}. \qquad (2.20)$$

Следовательно, коэффициент некогерентного рассеяния $\sigma_{\text{нк}}$ можно определить через коэффициент когерентного рассеяния $\sigma_{\text{ког}}$ [выражение (2.9) при известном значении $\alpha = h\nu_0/m_a c^2$].

Рассмотрим относительное изменение $\sigma_{\text{нк}}$, $\sigma_{\text{нк}_s}$ и $\sigma_{\text{нк}_e}$ в зависимости от энергии фотона (рис. 2.13). При небольших энергиях $\sigma_{\text{нк}_s} \gg \sigma_{\text{нк}_e}$, т. е. энергия падающих фотонов почти полностью передается рассеянным фотонам. С возрастанием энергии первичного излучения значение $\sigma_{\text{нк}_e}$ увеличивается, и при $E \approx 1{,}5$ МэВ $\sigma_{\text{нк}_e} = \sigma_{\text{нк}_s}$, т. е. доля энергии от первичных фотонов передается одинаково как рассеянным фотонам, так и электронам отдачи. Следует отметить, что в интервале энергии от 0,5 до 2,5 МэВ $\sigma_{\text{нк}_e}$ изменяется незначительно.

2.2.4. Процесс образования пар

При прохождении через вещество γ-излучения с энергией фотона $h\nu_0$, превышающей суммарную энергию покоя позитрона и электрона ($h\nu_0 > 2m_a c^2$), происходит поглощение γ-излучения с последующим образованием электрон-позитронной пары (см. рис. 2.5, *в*):

$$h\nu_0 = 2m_a c^2 = 2 \cdot 9{,}1 \cdot 10^{-28}(3 \cdot 10^{10})^2 = 164 \cdot 10^{-8} \text{ эрг}, \qquad (2.21$$

или

$$h\nu_0 = 164 \cdot 10^{-8}/1{,}6 \cdot 10^{-12} = 1022 \text{ кэВ} \approx 1 \text{ мэВ}. \qquad (2.22)$$

Итак, процесс образования пар может происходить только тогда, когда энергия падающего γ-излучения более 1 МэВ. Разность между энергией падающего γ-излучения $h\nu_0$ и энергией покоя позитрона и электрона $2m_a c^2$ равна сумме их кинетических энергий $h\nu_0 - 2m_a c^2 = \overset{+}{E}_e + \overset{-}{E}_e$.

Вследствие равенства масс позитрона и электрона наиболее вероятно и равное распределение энергии между ними, т. е. $\overset{+}{E}_e =$

$=\overline{E_e}$. Но могут возникнуть также электроны и позитроны с различными энергиями. При этом образовавшиеся позитрон и электрон разлетаются таким образом, что геометрическая сумма их импульсов плюс импульс ядра, в поле которого происходит образование пар, равняется импульсу падающего γ-излучения.

Теоретически наиболее вероятен процесс образования пар вблизи атомного ядра, менее вероятен — вблизи электрона, а также в результате столкновения двух фотонов.

Образовавшиеся электроны и позитроны теряют свою кинетическую энергию на ионизацию атомов поглощающего вещества. При встрече электрона с позитроном их заряды нейтрализуются (это явление называют аннигиляцией), и частицы преобразуются в два фотона, разлетающихся в противоположные стороны, с энергией, равной сумме кинетических энергий позитрона и электрона плюс их энергия покоя.

Подробно рассматривать процесс образования пар не будем, так как он практически не влияет на линейный коэффициент ослабления μ при энергии γ-излучения, испускаемой естественными и искусственными радионуклидами. Необходимо только отметить, что линейный коэффициент поглощения $\varkappa$ при процессе образования пар растет с увеличением энергии γ-излучения, кроме того, он приблизительно пропорционален квадрату атомного номера поглощающего вещества и может быть выражен приближенным уравнением

$$\varkappa = kn_A Z^2 (h\nu_0 - 1{,}022), \qquad (2.23)$$

где k — коэффициент пропорциональности; $n_A = (L_0/A)\rho$ — число атомов в 1 см^3; $h\nu_0$ — энергия фотонов, МэВ.

Если имеются два элемента (с атомными номерами Z_1 и Z_2, с атомными массами A_1, A_2 и плотностью ρ_1, ρ_2), поглощающих одну и ту же энергию фотонов, то их массовые коэффициенты поглощения вследствие процесса образования пар связаны между собой следующими соотношениями:

$$(\varkappa_m)_1 \sim Z_1^2/A_1; \quad (\varkappa_m)_2 \sim Z_2^2/A_2;$$

$$(\varkappa_m)_1 : (\varkappa_m)_2 = (Z_1/Z_2)^2 A_2/A_1. \qquad (2.24)$$

Так, для свинца и алюминия ($Z_1=82$; $A_1=207$; $Z_2=13$; $A_2=27$) отношение массовых коэффициентов поглощения равно $\varkappa_{m1} : \varkappa_{m2} = 5{,}2$, а отношение линейных коэффициентов поглощения равно $\varkappa_1 : \varkappa_2 = 22$.

На рис. 2.14 показаны зависимости массовых коэффициентов поглощения при процессе образования пар для свинца и алюминия от энергии фотонов. Пунктирная кривая соответствует массовому коэффициенту поглощения для некогерентного рассеяния, который, как указывалось выше, мало зависит от атомного номера Z. Из рассмотрения кривых видно, что процесс образования пар в тяжелых элементах будет сказываться сильнее, чем в легких эле-

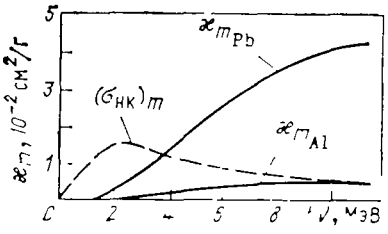


Рис 2.14

ментах, так как $\varkappa_m \sim Z^2/A$. Массовый коэффициент поглощения для некогерентного рассеяния $(\sigma_{нк})_m$ уменьшается при увеличении энергии фотонов. Массовый коэффициент поглощения при процессе образования пар с увеличением энергии фотонов возрастает, и, начиная с определенных значений энергии, процесс образования пар преобладает над процессом некогерентного рассеяния (для свинца при энергии порядка 3,5 МэВ, а для алюминия — 12 МэВ).

2.2.5. Коэффициенты взаимодействия ионизирующего излучения с веществом

В соответствии с рассмотренными процессами взаимодействия полный линейный коэффициент ослабления равен сумме коэффициентов, характеризующих каждый процесс в отдельности:

$$\mu_f = \tau + \sigma_{ког} + \sigma_{нк} + \varkappa. \qquad (2.25)$$

В практических задачах расчета защиты от ионизирующего излучения используются как линейный (массовый) коэффициент поглощения энергии — $\mu_{en}[(\mu_{en})_m]$, так и линейный (массовый) коэффициент ослабления $\mu[(\mu_m)]$ без учета когерентного рассеяния; $\mu_{en}[(\mu_{en})_m]$ характеризует долю энергии, преобразованную в результате взаимодействия γ-излучения с веществом в кинетическую энергию электронов; $[\mu(\mu_m)]$ характеризует вероятность того, что фотон взаимодействует со средой.

В табл. 2.1 дана классификация коэффициентов взаимодействия моноэнергетического γ-излучения с веществом, а на рис. 2.15 схематически представлены сечения каждого из рассматриваемых коэффициентов взаимодействия.

Линейный коэффициент ослабления μ — отношение доли dN/N фотонов данной энергии, претерпевших взаимодействие при прохождении элементарного пути dl в среде, к длине этого пути: $\mu = \frac{1}{N}\frac{dN}{dl}$.

Линейный коэффициент передачи энергии μ_{tr} — отношение доли энергии dw/w падающего γ-излучения, которая превращается в кинетическую энергию электронов при прохождении элементарного пути dl в среде, к длине этого пути $\mu_{tr} = \frac{1}{w}\frac{dw}{dl}$.

Линейный коэффициент поглощения энергии μ_{en} — разность между линейным коэффициентом передачи энергии μ_{tr} и произведением этого коэффициента μ_{tr} на долю g энергии вторичных электронов, переходящей в тормозное излучение в данном веществе: $\mu_{en} = \mu_{tr} - \mu_{tr}g = \mu_{tr}(1-g)$.

Таблица 2.1. **Классификация полных коэффициентов взаимодействия фотонов с веществом**

Коэффициент взаимодействия	Обозначение коэффициентов		Перечень вторичных фотонов, не входящих в коэффициент взаимодействия	Область применения
	линейные	массовые		
Полный коэффициент ослабления	μ_f	$(\mu_f)_m$	—	Измерение в геометрии узкого пучка
Коэффициент ослабления (без когерентного рассеяния)	μ	μ_m	—	Задачи радиационной защиты
Коэффициент передачи энергии (переноса энергии)	μ_{tr}	$(\mu_{tr})_m$	Рассеянные фотоны, аннигиляционное и флуоресцентное излучение	Определение кермы
Коэффициент поглощения энергии (электронного преобразования)	μ_{en}	$(\mu_{en})_m$	Рассеянные фотоны источника, аннигиляционное (с учетом аннигиляции в полете), флуоресцентное и тормозное излучение	Определение поглощенной дозы

Массовые коэффициенты взаимодействия μ_m — отношение соответствующих линейных коэффициентов взаимодействия к плотности ρ среды, через которую проходит γ-излучение: $\mu_m = \mu/\rho$.

Из вышеизложенного следует:

$$(\mu_f)_m = \tau_m + (\sigma_{ког})_m + (\sigma_{нк})_m + \varkappa_m$$

$$\mu_m = \tau_m + (\sigma_{нк})_m + \varkappa_m.$$

$$\left.(\mu_{en})_m = (\tau_e)_m + (\sigma_{нк_e})_m + (\varkappa_e)_m = (\mu_{tr})_m (1-g)\right\}$$

$$(\mu_{tr})_m = \frac{(\mu_{en})_m}{1-g}. \qquad (2.26)$$

Величина, обратная коэффициенту ослабления μ, называется средней длиной свободного пробега фотона $l = 1/\mu$ в среде.

Коэффициенты взаимодействия фотонов с веществом и длина свободного пробега для воды, бетона, железа, свинца и воздуха приведены в табл. П.12 и П.13.

В широком диапазоне энергии фотонов (от 0,5 до 2 МэВ) массовый коэффициент поглощения энергии μ_{en} для воздуха изменяется незначительно (рис. 2.16).

На рис. 2.17 и 2.18 изображены кривые, показывающие изменение τ, $\sigma_{нк}$, $\varkappa$ и μ в зависимости от энергии γ-излучения для алюминия и свинца в случае узкого пучка γ-излучения.

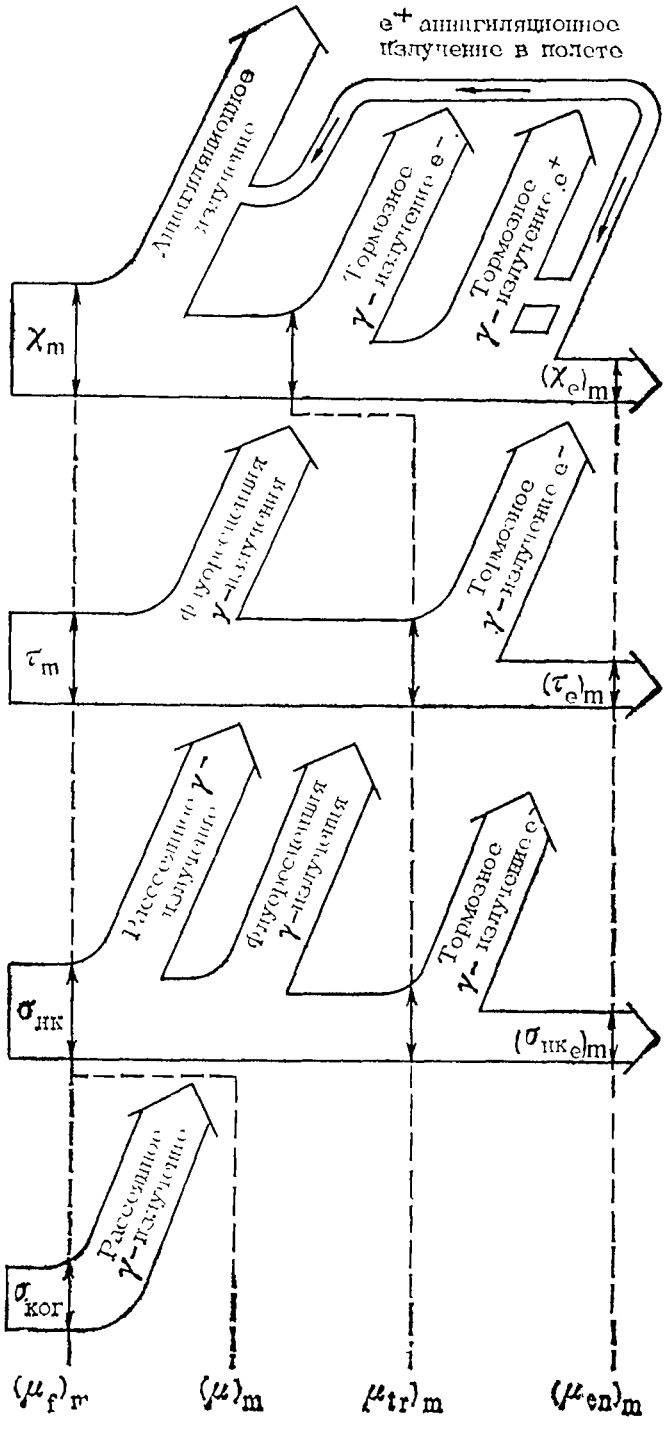

e+ аннигиляционное излучение в полете
Аннигиляционное излучение
Тормозное γ- излучение e-
Тормозное γ- излучение e+
χm
(χe)m
Флуоресцентная γ-излучения
Тормозное γ- излучение e-
τm
(τe)m
Рассеянное γ- излучение
Флуоресцентная γ-излучения
Тормозное γ- излучение e-
σик
(σикe)m
Рассеянное γ-излучение
σког
(μf)m
(μ)m
(μtr)m
(μen)m

Рис. 2 15

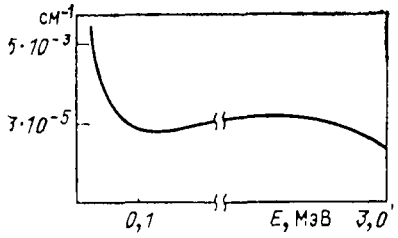


Рис. 2.16

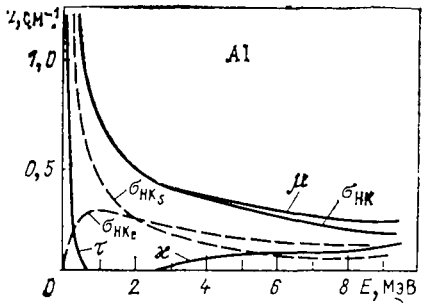


Рис 2 17

Линейный коэффициент ослабления для свинца μ вначале уменьшается с увеличением энергии γ-излучения, достигая минимального значения при энергии 3,5 МэВ, а затем начинает возрастать в области энергий, где уже заметно сказывается влияние процесса образования пар. Для тяжелых элементов (свинец) фотопоглощение влияет на коэффициент ослабления до энергий порядка 0,5—2 МэВ (рис. 2.18).

Для алюминия и других легких элементов коэффициент ослабления снижается до энергий 10—15 МэВ, так как процесс образования пар начинает оказывать влияние только при энергии порядка 10 МэВ. Фотоэлектрическое поглощение в легких элементах существенно только до энергии γ-излучения порядка 100—150 кэВ. Однако известно, что для большинства искусственных и естественных радионуклидов γ-излучение находится в интервале энергий 0,25—2,6 МэВ. Следовательно, при определении коэффициента ослабления для легких элементов (алюминий) можно учитывать только некогерентное рассеяние. В этом случае

$$\mu \approx \sigma_{нк} \qquad (2.27)$$

для широкой области энергий вплоть до 10 МэВ. Для тяжелых элементов (свинца) μ будет зависеть (в той же области энергии) от трех процессов взаимодействия:

$$\mu = \tau + \sigma_{нк} + \varkappa. \qquad (2.28)$$

В имеющейся литературе обычно приводятся значения коэффициента ослабления для свинца в виде таблиц или графиков. Значения коэффициентов ослабления для других веществ (при тех же энергиях фотонов) можно рассчитать, зная коэффициенты ослабления для свинца, с

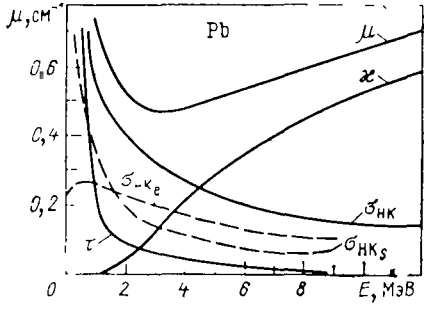


Рис 2 18

помощью следующих формул:

$$\tau_x = \tau_{Pb} \frac{\rho_x \frac{Z_x^4}{A_x}}{11{,}3 \frac{82^4}{207}}; \quad \sigma_{нк\,x} = \sigma_{нк\,Pb} \frac{\rho_x \frac{Z_x}{A_x}}{11{,}3 \frac{82}{207}};$$

$$\varkappa_x = \varkappa_{Pb} \frac{\rho_x \frac{Z_x^2}{A_x}}{11{,}3 \frac{82^2}{207}}, \qquad (2.29)$$

где τ_x, $\sigma_{нк\,x}$, $\varkappa_x$ — определяемые коэффициенты ослабления излучения соответствующих процессов для неизвестного элемента; ρ_x, Z_x, A_x — плотность, атомный номер и атомная масса неизвестного элемента.

Из выражений (2.29) видно, что коэффициенты ослабления τ_x, $\sigma_{нк\,x}$, $\varkappa_x$ пропорциональны атомному номеру Z элемента в соответствующей степени. Если поглощающее вещество сложное, эти коэффициенты определяют для каждого компонента в отдельности.

Таблица 2.2. **Диапазон энергий, при которых учитывается процесс для Al, Cu, Pb**

Элемент	Процесс фотопоглощения	Процесс некогерентного рассеяния	Процесс образования пар
Al	$<$50 кэВ	50 кэВ—15 МэВ	$\geqslant$15 МэВ
Cu	$<$150 кэВ	150 кэВ—10 МэВ	$\geqslant$10 МэВ
Pb	$<$500 кэВ	500 кэВ—5 МэВ	$>$5 МэВ

В табл. 2.2 приведены энергии, при которых следует учитывать данный эффект для алюминия, меди и свинца.

2.3. ЗАКОН ОСЛАБЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО И γ-ИЗЛУЧЕНИЙ

При прохождении через различные среды в результате взаимодействия с веществом среды интенсивность рентгеновского и γ-излучений уменьшается.

Рассмотрим *ослабление моноэнергетического, мононаправленного узкого пучка γ-излучения.* Пусть на барьер-поглотитель падает моноэнергетический мононаправленный узкий пучок γ-излучения интенсивностью φ_{ω_0}. Свойства поглотителя характеризуются линейным коэффициентом ослабления μ, определяющим относительное уменьшение интенсивности излучения в результате его прохождения через слой поглощающей среды толщиной 1 см.

Изменение интенсивности излучения при прохождении через слой dx (рис. 2.19, *а*)

$$d\varphi_w = -\mu\varphi_{w_0} dx; \tag{2.30}$$

$$d\varphi_w/\varphi_{w_0} = -\mu dx;$$

$$\ln\varphi_w = -\mu x + C. \quad \text{При } x = 0 \;\; C = \ln\varphi_{w_0}.$$

Тогда

$$\ln\varphi_w = -\mu x + \ln\varphi_{w_0}; \quad \ln(\varphi_w/\varphi_{w_0}) = -\mu x;$$

$$\varphi_w = \varphi_{w_0}\exp(-\mu x). \tag{2.31}$$

Полученная формула представляет собой закон ослабления для интенсивности узкого моноэнергетического мононаправленного пучка γ-излучения.

Ослабление для точечного изотропного источника γ-излучения, испускающего поток энергии ионизирующего излучения F_w, МэВ/с, показано на рис. 2.19, *б*.

В отсутствие поглощающего слоя поток энергии ионизирующего излучения F_w, поступающего в телесный угол $\Delta\Omega$, равен

$$F_w = \frac{F_{w_0}}{4\pi}\Delta\Omega \tag{2.32}$$

и распределяется по площади ΔS_A, создавая интенсивность излучения $\varphi_{w_A} = \frac{F_w}{\Delta S_A}$, аналогично $\varphi_{w_B} = \frac{F_w}{\Delta S_B}$.

Отсюда $F_w = \varphi_{w_A}\Delta S_A = \varphi_{w_B}\Delta S_B$, следовательно,

$$\frac{\varphi_{w_B}}{\varphi_{w_A}} = \frac{r^2}{R^2} = \frac{r^2}{(r+x)^2}. \tag{2.33}$$

Полученное соотношение показывает, что в отсутствие поглощающего слоя интенсивности излучения обратно пропорциональны квадратам расстояний от точечного изотропного источника до точки наблюдения (детектора).

При наличии поглощающего слоя толщиной x пучок дополнительно ослабляется вследствие поглощения в слое.

Тогда

$$\varphi_{w_B} = \varphi_{w_A}\frac{r^2}{(r+x)^2}\exp(-\mu x). \tag{2.34}$$

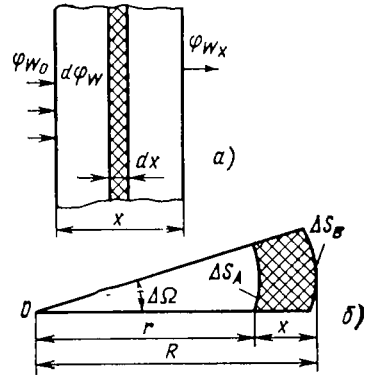


Рис. 2.19

Строго говоря, источник не может быть точечным, а имеет конечные, хотя и малые, размеры, поэтому законом обратно пропорциональных квадратов расстояний можно пользоваться только в тех случаях, когда расстояние R от источника до детектора достаточно велико, так что размерами источника можно пренебречь.

При прохождении через среду γ-излучения с разной длиной волны интенсивность излучения составляет

$$\varphi_w = \varphi'_w + \varphi''_w + \ldots = \varphi'_{w_0}\exp(-\mu' d) + \varphi''_{w_0}\exp(-\mu'' d) + \ldots, \tag{2.35}$$

где φ'_{w_0}, φ''_{w_0}, φ'_w, φ''_w — интенсивность компонентов спектра до и после прохождения в поглощающей среде; μ' и μ'' — линейный коэффициент ослабления, соответствующий каждому компоненту интенсивности φ'_w, φ''_w; d — толщина среды.

Для вещества сложного химического состава

$$\mu_m = \mu_{m1}\rho_1 + \mu_{m2}\rho_2 + \ldots, \tag{2.36}$$

где $\mu_{m1} = \mu_1/\rho_1$, $\mu_{m2} = \mu_2/\rho_2$ — массовые коэффициенты ослабления составных частей; p_1, p_2 — относительные массовые количества составных частей.

Изменение интенсивности излучения часто выражают не через коэффициент ослабления μ, а через слой половинного ослабления $\Delta_{1/2}$. *Слоем половинного ослабления* называется такая толщина поглощающей среды, при прохождении которой интенсивность γ-излучения уменьшается в 2 раза.

Используя выражение (2.31) и полагая, что $x = \Delta_{1/2}$, определим соотношение между μ и $\Delta_{1/2}$, получим $\varphi_w/\varphi_{w_0} = 1/2 = \exp(-\mu x)$, или $\exp(\mu\Delta_{1/2}) = 2$, или же $\Delta_{1/2}\mu \ln e = \ln 2$. Отсюда

$$\Delta_{1/2} = \frac{0{,}693}{\mu}. \tag{2.37}$$

В формулах (2.31) и (2.34) коэффициент μ учитывает и поглощение, и рассеяние, но при этом каждый рассеянный фотон выбывает из пучка и не участвует в создании интенсивности φ_w. Это справедливо только в условиях узкого пучка. В общем случае интенсивность в какой-либо точке среды равна суммарной интенсивности первичного и рассеянного излучений.

По формулам (2.31) и (2.34) можно определять только интенсивность первичного излучения. Пренебречь фотонами, испытавшими одно- и многократное рассеяние, и получить возможность пользоваться формулами для «узкого пучка» можно лишь при определенных условиях так называемой хорошей геометрии, которая создается путем коллимации пучка фотонов. Если в пучке фотонов роль рассеянных фотонов велика, такой пучок называется «широким пучком» излучения. В этом случае интенсивность излучения параллельного пучка за защитой определяют по формуле

$$\varphi_w = \varphi_{w_0}\exp(-\mu x) B_\vartheta(E_\gamma, Z, \mu x), \tag{2.38}$$

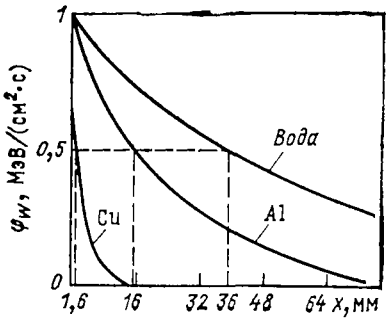


Рис 2 20

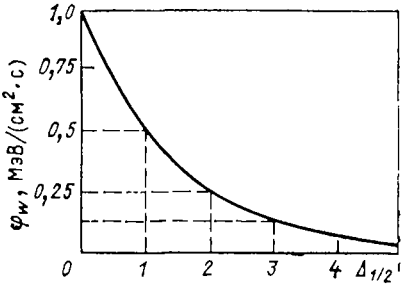


Рис 2 21

где φ_{w_0} — интенсивность излучения в той же точке без защиты; $B_э(E_\gamma, Z, \mu x)$ — энергетический фактор накопления (см. гл. 14). Энергетический фактор накопления зависит от энергии фотонов, атомного номера поглощающего вещества и длины свободного пробега. Энергетический фактор накопления показывает, во сколько раз увеличивается интенсивность излучения широкого пучка в сравнении с интенсивостью излучения узкого пучка за защитой.

На рис. 2.20 изображена зависимость ослабления интенсивности рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda = 0{,}014$ нм от толщины поглощающей среды для воды, алюминия и меди, слой половинного ослабления соответственно равен 36; 16; 1,6 мм.

На рис. 2.21 показана универсальная кривая ослабления, причем толщина поглощающей среды выражена в единицах слоя половинного ослабления. Построив эту кривую и зная толщину слоя половинного ослабления для данного вещества, всегда можно построить зависимость интенсивности излучения от толщины защиты.

2.4. СРЕДНЯЯ ЭНЕРГИЯ ИОНООБРАЗОВАНИЯ

В предыдущем разделе было установлено, что поглощенная энергия фотонов преобразуется в энергию электронов, которые, в свою очередь, взаимодействуют с атомами и молекулами среды. При неупругом столкновении с атомами и молекулами среды энергия электронов затрачивается как на ионизацию, так и на возбуждение атомов. Возбужденные атомы, возвращаясь в стабильное состояние, испускают фотоны света или фотоны рентгеновского характеристического излучения. При значительных энергиях электроны могут вызвать тормозное излучение. В результате упругих столкновений с молекулами и атомами среды часть энергии электронов преобразуется в тепловую энергию.

Таким образом, энергия поглощенных фотонов w_a преобразуется в поглощающей среде в энергию ионизации w_i, в энергию характеристического и тормозного излучения w_s и в тепловую энергию w_q.

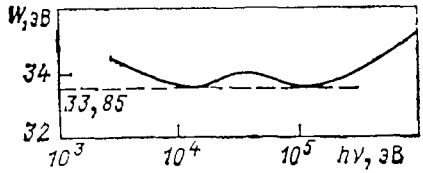


Рис. 2 22

Для целей дозиметрии удобнее всего вести наблюдения за процессом ионизации и определять средний расход энергии на образование одной пары ионов.

Пусть фотоны поглощаются в таком объеме воздуха, которого достаточно для полного преобразования энергии электронов. При выполнении этого условия можно записать

$$w_a = w_i + w_s + w_q.$$

Средняя энергия ионообразования W определяется как отношение полной поглощенной энергии фотонов w_a к полному числу образующихся пар ионов N, т. е.

$$W = w_a/N. \qquad (2.39а)$$

Энергия, затраченная на ионизацию газа, $w_i = NeU_i$, где e — заряд иона; U_i — потенциал ионизации атома; eU_i — энергия ионообразования, которую необходимо затратить для удаления электрона из атома.

Вводя обозначения $w_s/w_i = \beta$ и $w_q/w_i = \alpha$ и подставляя их и w_i в выражение (2.39а), получаем

$$W = eU_i(1 + \alpha + \beta). \qquad (2.39б)$$

Для разных газов средняя энергия ионообразования W имеет значение от 26 до 35 эВ. Для воздуха и других газов W практически постоянна в широком интервале энергий фотонов. Так, для воздуха (рис. 2.22) средняя энергия ионообразования незначительно увеличивается в области малой и большой энергий фотонов. В среднем можно считать, что значение W остается постоянным, равным 33,85 эВ (погрешность до 10—15 %) вплоть до 3 МэВ.

Таким образом, постоянство W будет свидетельствовать о том, что доля потерь $(\alpha+\beta)$ на характеристическое и тормозное излучение и теплоту составляют одну и ту же часть энергии, затраченной на ионизацию.

2.5. ЭФФЕКТИВНЫЙ АТОМНЫЙ НОМЕР ВЕЩЕСТВА

Под *эффективным атомным номером* $Z_{эф}$ сложного вещества следует понимать атомный номер такого простого вещества, для которого коэффициент поглощения энергии, рассчитанный на один электрон среды, является таким же, как и для данного сложного вещества.

Для двух веществ с одинаковыми атомными номерами при соблюдении электронного равновесия и в тождественных условиях облучения поглощенная энергия излучения, приходящаяся на один электрон облучаемой среды, будет одинаковой.

Массовый коэффициент поглощения энергии для сложного вещества по формуле (2.36) можно записать в виде

$$(\mu_{en})_m = (\mu_{en})_{m_1} p_1 + (\mu_{en})_{m_2} p_2 + (\mu_{en})_{m_3} p_3 + \ldots \qquad (2.40а)$$

Полный массовый коэффициент поглощения энергии, как известно, выражается через массовые коэффициенты поглощения за счет фотопоглощения $(\tau_{en_e})_m$, некогерентного рассеяния $(\sigma_{en_{нк}})_m$ и процесса образования пар $(\varkappa_{en_e})_m$

$$(\mu_{en})_m = (\tau_{en_e})_m + (\sigma_{en_{нк}})_m + (\varkappa_{en_e})_m ; \qquad (2.40б)$$

указанные массовые коэффициенты поглощения в зависимости от атомного номера [согласно формулам (2.4), (2.5), (2.8), (2.23)] выражаются следующими уравнениями:

$$(\tau_{en_e})_m = c' \frac{L_0}{A} Z^m \lambda^n ; \qquad (2.41)$$

$$(\sigma_{en_{нк}})_m = b \frac{L_0}{A} Z; \qquad (2.42)$$

$$(\varkappa_{en_e})_m = k \frac{L_0}{A} Z^2, \qquad (2.43)$$

где c', b, k — постоянные коэффициенты; L_0 — число Авогадро; A — атомная масса; λ — длина волны фотонов; $m=4$; $n=3$.

Подставляя значения $(\tau_{en_e})_m$, $(\sigma_{en_{нк}})_m$, $(\varkappa_{en_e})_m$ из формул (2.41)—(2.43) в соотношение (2.40б) и производя суммирование (2.40а) по числу элементов в сложном веществе, получаем

$$(\mu_{en})_m = \sum_i p_i \left(c' \frac{L_0}{A_i} Z_i^m \lambda^n + b \frac{L_0}{A_i} Z_i + k \frac{L_0}{A_i} Z_i^2 \right). \qquad (2.44)$$

Если полное число электронов в 1 г сложного вещества равно $n_0 = \sum_i p_i L_0 / A_i Z_i$, то коэффициент поглощения энергии, рассчитанной на один электрон, будет равен $(\mu_{en_e})_m = (\mu_{en})_m / n_0$.

Используя соотношение (2.44), получаем

$$(\mu_{en_e})_m = \frac{1}{n_0} \sum_i p_i \left(c' \frac{L_0}{A_i} Z_i^m \lambda^n + b \frac{L_0}{A_i} Z_i + k \frac{L_0}{A_i} Z_i^2 \right). \qquad (2.45)$$

Из выражения (2.45) трудно определить $Z_{эф}$, если при прохождении фотонов через сложное вещество одновременно происхо-

дят фотопоглощение и процесс образования пар. Однако для поглощающей среды с небольшим атомным номером в области энергии фотонов, для которой $(\tau_{en_e})_m$ и $(\varkappa_{en_e})_m$ имеют существенное значение, они не перекрываются. Поэтому из выражения (2.45) можно определить $Z_{эф}$ для каждого процесса в отдельности (рис. 2.17).

Для фотопоглощения формулу (2.45) можно записать так:

$$(\mu_{en_e})_m = \frac{c'}{n_0} \sum_i p_i \frac{L_0}{A_i} Z_i^m \lambda^n = c'_\tau Z_{эф}^{m-1} \lambda^n. \qquad (2.46)$$

Так как $\frac{p_i L_0 Z_i}{A_i n_0} = \alpha_i$ — относительная доля электронов элемента Z_i в сложном веществе, то

$$(\mu_{en_e})_m = \sum_i \alpha_i Z_i^{m-1} = {}_\tau Z_{эф}^{m-1}.$$

Отсюда эффективный атомный номер для фотопоглощения будет равен:

$${}_\tau Z_{эф} = \sqrt[m-1]{\alpha_1 Z_1^{m-1} + \alpha_2 Z_2^{m-1} + \alpha_3 Z_3^{m-1} + \ldots} \qquad (2.47а)$$

Подставляя значение $m=4$, получаем

$${}_\tau Z_{эф} = \sqrt[3]{\alpha_1 Z_1^3 + \alpha_2 Z_2^3 + \alpha_3 Z_3^3 + \ldots}. \qquad (2.47б)$$

Если поглощающее вещество содержит в значительном количестве водород, то $Z/A \neq \text{const}$ и вычисление ${}_\tau Z_{эф}$ по формуле (2.47б) может привести к существенной неточности. Поэтому чаще для определения ${}_\tau Z_{эф}$ используют другую формулу.

Предположим, что в единице объема какого-либо сложного вещества имеется a_1, a_2, a_3 ... атомов разных элементов с атомными номерами Z_1, Z_2, Z_3 ... Тогда полное число электронов в смеси состава $a_1+a_2+a_3$... будет равно $a_1Z_1+a_2Z_2+a_3Z_3+$ ...

Обозначая молекулярный коэффициент фотопоглощения $\tau_{a_1, a_2, a_3 \ldots}$ и используя выражение (2.4), получаем эффективный коэффициент фотопоглощения, рассчитанный на один электрон, который будет равен

$$(\tau_e)_{эф} = \frac{\tau_{a_1, a_2, a_3 \ldots}}{a_1 Z_1 + a_2 Z_2 + a_3 Z_3 + \ldots} = c'_\tau Z_{эф}^3 \lambda^3. \qquad (2.48)$$

Молекулярный коэффициент поглощения сложного вещества равен сумме коэффициентов поглощения составляющих элементов. Например:

$$\tau_{H_2O} = 2(\tau_a)_H + 1(\tau_a)_O$$

или в общем виде

$$\tau_{a_1, a_2, a_3 \ldots} = a_1(\tau_a)_1 + a_2(\tau_a)_2 + a_3(\tau_a)_3 + \ldots,$$

но $(\tau_a)_1 = c' Z^4{}_1 \lambda^3$ (так как $\tau_a = \tau_e Z$); $(\tau_a)_2 = c' Z^4{}_2 \lambda^3$ и т. д.

Тогда

$$\tau_{a_1,a_2,a_3\ldots} = c'\lambda^3\left(a_1Z_1^4 + a_2Z_2^4 + a_3Z_3^4 + \ldots\right). \qquad (2.49)$$

Подставив значение (2.49) в соотношение (2.48), получим

$$(\tau_e)_{\text{эф}} = \frac{c'\lambda^3\left(a_1Z_1^4 + a_2Z_2^4 + a_3Z_3^4 + \ldots\right)}{a_1Z_1 + a_2Z_2 + a_3Z_3 + \ldots} = c'_\tau Z_{\text{эф}}^3\lambda^3,$$

откуда после сокращения на $c'\lambda^3$ получим

$${}_\tau Z_{\text{эф}} = \sqrt[3]{\frac{a_1Z_1^4 + a_2Z_2^4 + a_3Z_3^4 + \ldots}{a_1Z_1 + a_2Z_2 + a_3Z_3 + \ldots}}. \qquad (2.50)$$

Для процесса образования пар формула (2.45) имеет вид:

$$\left(\mu_{\text{en}_e}\right)_m = k\sum_i \frac{p_i L_0 Z_i}{A_i n_0} Z_i = k\sum_i \alpha_i Z_i = k_\varkappa Z_{\text{эф}},$$

отсюда

$${}_\varkappa Z_{\text{эф}} = \alpha_1Z_1 + a_2Z_2 + \alpha_3Z_3 + \ldots \qquad (2.51)$$

Для определения ${}_\varkappa Z_{\text{эф}}$ при процессе образования пар используют и другую формулу (по тем же причинам, что и для ${}_\tau Z_{\text{эф}}$ фотопоглощения).

Пусть, так же как и раньше, a_1, a_2, a_3 ... — число атомов в единице объема сложного вещества с атомными номерами Z_1, Z_2, Z_3 .... Тогда число электронов будет равно $a_1Z_1+a_2Z_2+ +a_3Z_3+$ ..., а молекулярный коэффициент поглощения при процессе образования пар будет равен $a_1(\varkappa_a)_1+a_2(\varkappa_a)_2+a_3(\varkappa_a)_3+$ ...

Следовательно, эффективный коэффициент поглощения, рассчитанный на один электрон, равен

$$(\varkappa_e)_{\text{эф}} = \frac{a_1(\varkappa_a)_1 + a_2(\varkappa_a)_2 + a_3(\varkappa_a)_3 + \ldots}{a_1Z_1 + a_2Z_2 + a_3Z_3 + \ldots}. \qquad (2.52)$$

Однако можно записать

$$\left.\begin{aligned} \varkappa_a &= kZ^2; \\ \varkappa_e &= kZ; \\ (\varkappa_e)_{\text{эф}} &= k_\varkappa Z_{\text{эф}}. \end{aligned}\right\} \qquad (2.53)$$

Подставляя значения (2.53) в выражение (2.52) для ${}_\varkappa Z_{\text{эф}}$ в случае процесса образования пар, получаем

$${}_\varkappa Z_{\text{эф}} = \frac{a_1Z_1^2 + a_2Z_2^2 + a_3Z_3^2 + \ldots}{a_1Z_1 + a_2Z_2 + a_3Z_3 + \ldots}. \qquad (2.54)$$

Для некогерентного рассеяния, как видно из выражения (2.44), определение ${}_\sigma Z_{\text{эф}}$ не имеет смысла, так как для сложного вещества, состоящего из не очень тяжелых элементов, число электронов меняется незначительно и

$$(\sigma_{\text{en}_{\text{ик}}})_m \sim Z/A, \text{ а } Z/A = \text{const}.$$

Вещества, имеющие тот же эффективный атомный номер, что и воздух, называются *воздухоэквивалентными* веществами, а вещества, имеющие одинаковый эффективный атомный номер с тканью, — *тканеэквивалентными.*

В табл. 2.3 приведены значения ${}_{\tau}Z_{эф}$ и ${}_{\varkappa}Z_{эф}$ для некоторых веществ.

Таблица 2.3. Значения ${}_{\tau}Z_{эф}$ и ${}_{\varkappa}Z_{эф}$ для некоторых веществ

Вещество	Плотность ρ, г/см³	${}_{\tau}Z_{эф}$	${}_{\varkappa}Z_{эф}$
Воздух	$1{,}293 \cdot 10^{-3}$	7,64	7,36
Вода	1,0	7,42	6,60
Мышцы	1,0	7,42	6,60
Подкожный жир	0,91	5,92	5,20
Кости	1,85	13,8	10,0

Глава 3

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

При прохождении нейтронов через вещество могут иметь место два вида взаимодействия их с ядрами поглощающей среды. В результате соударения нейтронов с ядрами вещества природа последних не изменяется, а сами нейтроны рассеиваются на атомных ядрах. При этом следует рассматривать упругое и неупругое рассеяния.

При втором виде взаимодействия изменяется природа соударяющихся частиц. Происходят ядерные реакции типа (n, α), (n, p), (n, γ), $(n, 2n)$ и т. п., и наблюдается деление тяжелых ядер.

Вероятность прохождения той или иной реакции определяется микроскопическим сечением реакции $\sigma(n, \alpha)$, $\sigma(n, p)$, $\sigma(n, \gamma)$, $\sigma(n, 2n)$ и т. п. (первой в скобках записывается бомбардирующая частица — нейтрон, второй — испускаемая частица или фотон).

Микроскопическое сечение σ можно представить себе как сечение сферы, описанной вокруг ядра. Пересекая эту сферу, нейтрон может вступить в реакцию с ядром.

Вне сферы радиусом $r = \sqrt{\sigma/\pi}$ взаимодействия не происходит. Микроскопическое сечение измеряется в квадратных сантиметрах (см²) и барнах [1 барн (б) $= 10^{-24}$ см$^2 = 10^{-28}$ м^2]. Каждый радионуклид имеет определенное значение σ, зависящее от энергии нейтронов.

Пример 1. Пусть тепловые нейтроны проходят через 1 см³ азота (в 1 см³ азота при нормальных условиях находится 10^{19} атомов). Рассчитаем эффективное макроскопическое сечение реакции (n, p), если на 10^6 падающих тепловых нейтронов приходится одно ядерное превращение.

Решение. $\sigma = 1/(10^6 \cdot 10^{18}) = 10^{-24}$ см$^2 = 1$ б.

Экспериментально доказано, что при энергии нейтронов более 10 МэВ полное эффективное сечение равно

$$\sigma_n = 2\pi R^2. \tag{3.1}$$

Отсюда радиус ядра

$$R = \sqrt{\sigma_n/2\pi}. \tag{3.2}$$

Более точные экспериментальные измерения радиуса ядра R в зависимости от массового числа A были проведены с использованием нейтронов с энергией 14 и 25 МэВ. Измерения показали, что

$$R = (1{,}3 \div 1{,}4)\, 10^{-13} A^{\frac{1}{3}} \text{ см}. \tag{3.3}$$

Умножив микроскопическое сечение σ на число ядер в 1 см^3 поглощающей среды n_A, получим полное сечение всех ядер в 1 см^3 поглощающего вещества — *макроскопическое сечение* Σ данного вещества для данной реакции

$$\Sigma = \sigma n_A. \tag{3.4}$$

Макроскопическое сечение имеет размерность, обратную размерности длины, см$^{-1}$.

Так как $n_A = L_0\rho/A$,

$$\Sigma = \sigma L_0 \rho/A. \tag{3.5}$$

В зависимости от энергии нейтроны можно условно разделить на следующие группы.

1. *Ультрахолодные нейтроны* — нейтроны с энергией менее 10^{-7} эВ.

2. *Холодные нейтроны* — нейтроны с энергией меньше $5 \cdot 10^{-3}$ эВ. Ультрахолодные и холодные нейтроны отличаются аномально большой проникающей способностью при прохождении через поликристаллические вещества.

3. *Тепловые нейтроны,* находящиеся в термодинамическом равновесии с рассеивающими атомами окружающей среды, диффундируют через относительно слабо поглощающие среды так, что их скорости стремятся к максвелловскому распределению. Поэтому их называют тепловыми. Их энергия 0,025—0,1 эВ.

4. *Надтепловые нейтроны* обладают энергией от 0,1 эВ до 0,5 кэВ.

Для отделения тепловых нейтронов от надтепловых их пропускают через кадмий, который поглощает нейтроны с энергией менее 0,5 эВ. Нейтроны, прошедшие через кадмий, иногда называют надкадмиевыми. Надтепловые, или надкадмиевые нейтроны не находятся в тепловом равновесии со средой, через которую они диффундируют, и, следовательно, не подчиняются максвелловскому распределению. При прохождении надтепловых нейтронов через поглощающие и рассеивающие среды сечение взаимодействия подчиняется закону $1/v$. При определенных значениях энергии нейт-

ронов возникают реакции радиационного захвата — реакции (n, γ).

5. *Нейтроны промежуточных энергий* от 0,5 кэВ до 0,2 МэВ. Для нейтронов этих энергий наиболее типичный процесс взаимодействия с веществом — упругое рассеяние.

6. *Быстрые нейтроны* с энергией от 0,2 до 20 МэВ. Характеризуются как упругим, так и неупругим рассеянием и возникновением пороговых ядерных реакций.

7. *Сверхбыстрые нейтроны* обладают энергией выше 20 МэВ. Они отличаются ядерными реакциями с вылетом большого числа частиц. При энергии нейтронов выше 300 МэВ наблюдается слабое взаимодействие нейтронов с ядром (прозрачность ядер для сверхбыстрых нейтронов) и появление «реакции скалывания», в результате которой бомбардируемое ядро испускает несколько осколков.

3.1. РАССЕЯНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

Ядерные реакции под действием нейтронов в общем виде можно представить следующей схемой:

$$ {}_{Z}^{A}X\left({}_{0}^{1}n,\ {}_{z}^{a}x\right){}_{Z-z}^{A+1-a}Y, \tag{3.6}$$

где X, Y — исходное и конечное ядра; n — нейтрон, бомбардирующий ядро X; x — излучаемая частица в результате реакции с массой a и зарядом z; Z — порядковый номер элемента.

В формуле (3.6) верхние индексы обозначают массовые числа частиц, нижние — их заряды.

Развернутую форму ядерной реакции под действием нейтрона можно записать так:

$$ {}_{Z}^{A}X + {}_{0}^{1}n \rightarrow \left({}_{Z}^{A+1}X\right)^{*} \rightarrow {}_{z}^{a}X + {}_{Z-z}^{A+1-a}Y + Q, \tag{3.7}$$

где $\left({}_{Z}^{A+1}X\right)^{*}$ — ядро, находящееся в промежуточном возбужденном состоянии (составное ядро); Q — энергия реакции.

Энергия возбуждения составного ядра равна сумме кинетической энергии нейтрона, бомбардирующего данное ядро, и энергии связи, вносимой нейтроном в результате поглощения его ядром. Энергия связи представляет собой разность между суммарной массой входящих в ядро нейтронов и протонов и истинной массой ядра.

Энергия связи определяет степень возбуждения промежуточного ядра, от которой зависит конечная ядерная реакция. После взаимодействия нейтрона с ядром через 10^{-15}—10^{-17} с происходит распад составного ядра. В результате распада из составного ядра может быть испущен нейтрон почти с такой же энергией, что и поглощенный ядром-мишенью, за вычетом энергии, переданной ядру отдачи. Такая ядерная реакция (n, n') называется *упругим* рассеянием через составное ядро, или резонансным рассеянием, т. е. составное ядро может быть образовано, если сумма кинетической энергии и энергии связи бомбардирующего нейтрона соответствует одному из возбужденных состояний ядра-мишени.

Процесс, при котором составное возбужденное ядро испускает нейтрон с энергией меньшей, чем падающий нейтрон, но при этом продолжает оставаться в возбужденном состоянии и впоследствии испускает γ-излучение, называется *неупругим* рассеянием нейтронов [$(n, n\gamma)$-реакция]. Неупругое рассеяние происходит при столкновении быстрых нейтронов с атомными ядрами.

Для возбуждения легких атомных ядер требуется значительная энергия (например, для атомного ядра углерода 4 МэВ); для более тяжелых ядер — меньшая энергия (порядка 0,1 МэВ). Вследствие этого неупругое рассеяние быстрых нейтронов незначительно на легких ядрах; для атомных ядер элементов, расположенных в середине и конце Периодической системы Д. И. Менделеева, эффективное сечение неупругого рассеяния σ_{in} составляет большую часть полного сечения σ_t.

Быстрые нейтроны (с энергией в несколько мегаэлектронвольт) при прохождении через среду (со средней атомной массой) испытывают при взаимодействии с ней одно-два неупругих столкновения, в результате чего нейтроны теряют значительную долю своей энергии, а затем уже испытывают только упругое рассеяние. В среде с легкими ядрами быстрые нейтроны испытывают только упругое рассеяние.

Существующие источники нейтронов генерируют быстрые нейтроны. При прохождении быстрых нейтронов через вещество они испытывают прежде всего рассеяние (замедление) на ядрах атомов (так как сечение захвата намного меньше сечения рассеяния). При достижении тепловых скоростей (порядка 2200 м/с) замедленные нейтроны могут быть захвачены ядрами атомов.

Ядерная реакция типа (n, γ) называется *радиационным захватом*. В этом случае образуется возбужденное составное ядро. Энергия возбуждения при переходе ядра в основное состояние испускается ядром в виде γ-излучения. При значительной энергии возбуждения составное ядро может испускать заряженные частицы или два нейтрона [(n, p)-, (n, α)-, (n, np)- и $(n, 2n)$-реакции]. Составные тяжелые ядра испытывают процесс деления.

Другой тип упругого рассеяния обусловлен малой проницаемостью поверхности ядра для медленных нейтронов. Его называют обычно *потенциальным рассеянием*. Процесс состоит в том, что падающий нейтрон из-за ядерного потенциала испытывает такое отклонение в поле ядра, как будто бы ядро становится непроницаемой сферой.

Упругое рассеяние быстрых нейтронов на ядрах широко используют в дозиметрии, так как энергию, переданную ядру отдачи, можно измерить.

Вероятность перечисленных ядерных реакций характеризуется *микро- и макроскопическими эффективными сечениями:* $\Sigma_s = n_A\sigma_s$ — упругое рассеяние нейтронов; $\Sigma_{in} = n_A\sigma_{in}$ — неупругое рассеяние нейтронов; $\Sigma_r = n_A\sigma_r$ — ядерные расщепления; $\Sigma_a = n_a\sigma_a$ — поглощение нейтрона ядрами; $\Sigma_{n,\gamma} = n_A\sigma_{n,\gamma}$ — γ-излуче-

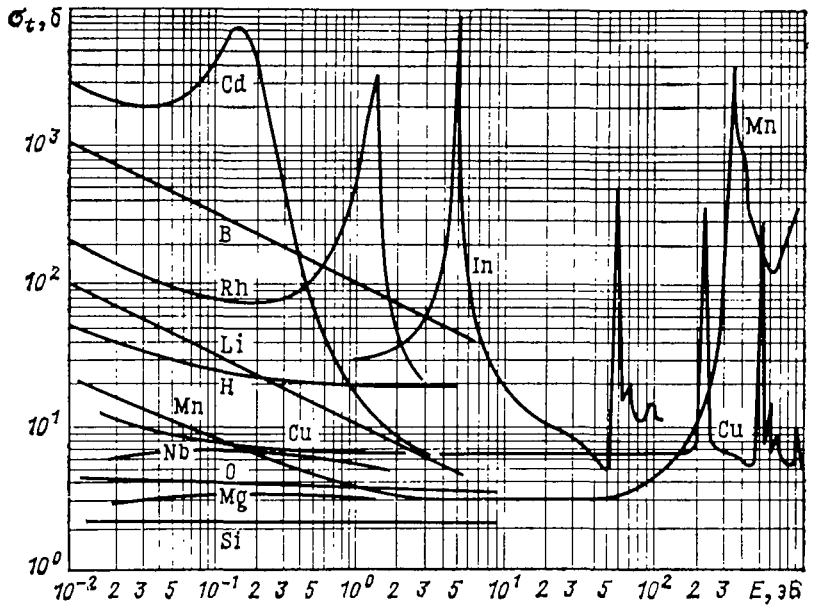


Рис. 3.1

ние (радиационный захват); $\Sigma_f = n\sigma_f$ — деление ядер; $\Sigma_t = n\sigma_t$ — полное сечение:

$$\Sigma_t = n_A(\sigma_s + \sigma_{in} + \sigma_r + \sigma_a + \sigma_{n,\gamma} + \sigma_f), \qquad (3.8)$$

где n_A — число ядер в 1 см³.

Изменение полных эффективных сечений некоторых веществ в зависимости от энергии нейтронов представлено на рис. 3.1.

Если полное эффективное сечение σ_t определяется только упругим рассеянием σ_s, то с уменьшением энергии нейтронов оно или не изменяется (Nb, O, Mg, Si), или изменяется незначительно (Cu). Для некоторых элементов (Rh, Cd и др.) возрастание σ_t с уменьшением энергии объясняется влиянием радиационного захвата, который характерен для элементов со средней ($25 < A < 80$) и большой ($A > 80$) атомной массой.

При $E = 10^{-1} \div 10^{-3}$ МэВ (рис. 3.2) выделяется характерная кривая для марганца: на медленно меняющийся компонент накладывается резонансный компонент с острыми максимумами, т. е. наблюдается явное преобладание резонансного рассеяния. При энергии более 0,1 МэВ сказывается вначале потенциальное рассеяние. При $E > 2$ МэВ у некоторых элементов (Cu, Fe, Co и др.) σ_t возрастает, а затем уменьшается вследствие снижения вероятности воздействия нейтронов на встречающиеся ядра.

В случае упругого рассеяния нейтронов на ядрах отдачи изменяется как направление движения нейтрона, так и его кинетическая энергия.

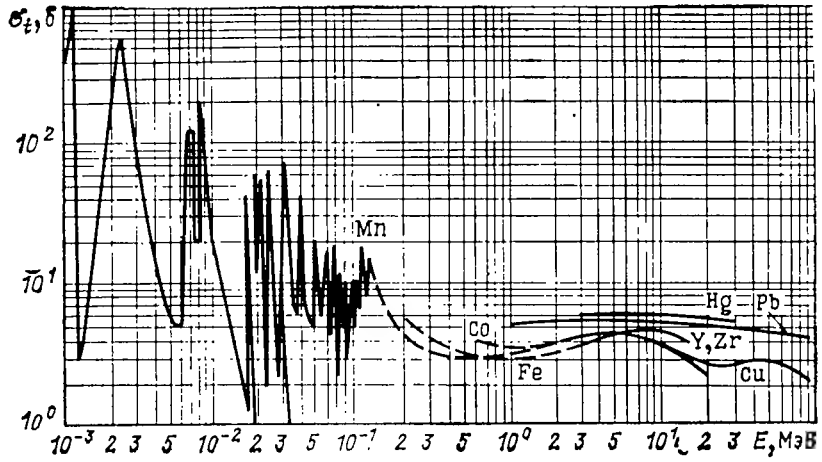


Рис. 3.2

Для расчета энергии, теряемой нейтроном в процессе упругого рассеяния, применим законы сохранения энергии и импульса. Обозначим $M_я$ и $M_н$ соответственно массы ядра и нейтрона. В процессе столкновения скорость нейтрона изменяется от v_0 до $v_я$. Ядро отдачи, находящееся до столкновения в покое, приобретает скорость $v_я$. При нелобовом соударении углы рассеяния, т. е. углы между направлением движения ядра отдачи и рассеянного нейтрона и первоначальным направлением движения нейтрона, обозначим соответственно $0_я$ и $\theta_п$ (рис. 3.3).

Тогда

$$\frac{M_н v_0^2}{2} = \frac{M_н v_н^2}{2} + \frac{M_я v_я^2}{2}; \qquad (3.9)$$

$$M_н v_0 = M_н v_н + M_я v_я; \qquad (3.10)$$

$$v_0^2 = v_н^2 + \alpha v_я^2; \qquad (3.11)$$

$$v_0 = v_н + \alpha v_я, \qquad (3.12а)$$

где $\alpha = M_я/M_н$.

Перепишем выражение (3.12а) в проекциях на оси x и y:

$$v_0 = v_н \cos\theta_н + \alpha v_я \cos\theta_я; \qquad (3.12б)$$

$$0 = v_н \sin\theta_н + \alpha v_я \sin\theta_я; \qquad (3.12в)$$

возведем в квадрат левые и правые части (3.12б) и (3.12в), затем сложим. Из выражений (3.9), (3.12б) и (3.12в) находим

$$\frac{v_я}{v_0} = \frac{2\cos\theta_я}{\alpha + 1}. \qquad (3.13)$$

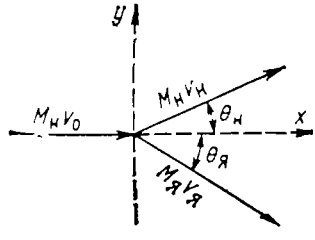


Рис. 3.3

Выражение (3.13) позволяет определить изменение энергии нейтрона:

$$\Delta E = E_я = E_0 - E_н;$$

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{E_я}{E_0} = \frac{M_я v_я^2}{M_н v_0^2} = \frac{4\alpha \cos^2 \theta_я}{(\alpha+1)^2} = \frac{4M_я M_н \cos^2 \theta_я}{(M_я + M_н)^2}$$

или

$$\Delta E = \frac{4M_я M_н \cos^2 \theta_я}{(M_я + M_н)^2} E_0. \qquad (3.14)$$

При $\theta_н = 0$ (лобовое соударение) ядро получает максимальную энергию. Тогда

$$\Delta E = \frac{4M_я M_н}{(M_я + M_н)^2} E_0. \qquad (3.15)$$

Иногда выражение (3.15) записывают как отношение энергии нейтрона после рассеяния к энергии нейтрона до рассеяния:

$$\frac{E_н}{E_0} = \left(\frac{M_я - M_н}{M_я + M_н}\right)^2. \qquad (3.16)$$

Вещества, используемые для замедления быстрых нейтронов до тепловых, называются *замедлителями*. Наилучшими замедлителями являются такие замедлители, которые уменьшают скорость быстрых нейтронов до скорости тепловых нейтронов в результате наименьшего числа столкновений. К ним относятся водородсодержащие и углеродсодержащие вещества, например рассеяние быстрых нейтронов с энергией ниже 4—5 МэВ на углероде или рассеяние нейтронов с любой энергией на протоне. В случае лобового столкновения нейтронов с ядром ^{12}C отношение энергии нейтрона после рассеяния к энергии до рассеяния согласно выражению (3.16) будет

$$\frac{E_н}{E_0} = \left(\frac{12-1}{12+1}\right)^2 = 0{,}72.$$

Следовательно, потеря энергии составляет 28 % первоначального значения. Чтобы уменьшить энергию нейтрона в 10 раз (например, от 1 МэВ до 100 кэВ), требуется в среднем около 15 столкновений с ядрами ^{12}C. При столкновении нейтрона с протоном отношение (3.16) равно нулю (массы сталкивающихся частиц примерно одинаковы). Это означает, что нейтрон может потерять всю свою энергию при одном столкновении с протоном.

Важную роль в замедлении быстрых нейтронов до нейтронов промежуточных энергий играет неупругое рассеяние на тяжелых ядрах.

Таким образом, замедление быстрых нейтронов в среде осуществляется за счет как неупругого, так и в основном упругого рассеяния.

Замедление быстрых нейтронов является необходимым процессом для осуществления цепной реакции деления естественной смеси изотопов урана в ядерных реакторах, для создания защиты от быстрых нейтронов, для получения искусственных радионуклидов.

При рассмотрении замедляющих свойств различных материалов вводится величина $\bar{\xi}$, называемая *среднелогарифмической потерей энергии (логарифмическим декрементом энергии):*

$$\bar{\xi} = \overline{\ln \frac{E_0}{E_н}} = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1}. \qquad (3.17)$$

Из выражения (3.17) видно, что $\bar{\xi}$ зависит только от массового числа замедлителя и не зависит от энергии нейтронов. При каждом столкновении с ядром нейтрон теряет в среднем одну и ту же долю энергии, которой он обладал до соударения, пока его энергия не станет тепловой. Для каждого замедлителя $\bar{\xi}$ — величина постоянная. Зная $\bar{\xi}$, можно подсчитать среднее число соударений $\bar{n}$, необходимых для замедления быстрого нейтрона до теплового. Например, для замедления в углероде нейтрона от 2 МэВ до 0,025 эВ требуется следующее количество соударений:

$$\bar{n} = \frac{1}{\bar{\xi}} [\ln (2 \cdot 10^6) - \ln (25 \cdot 10^{-3})] = \frac{18{,}2}{\bar{\xi}} = \frac{18{,}2}{0{,}158} = 115.$$

По формуле (3.17) определяем $\bar{\xi}$ для углерода:

$$\bar{\xi} = 1 + \frac{(12-1)^2}{2 \cdot 12} \ln \frac{12-1}{12+1} = 0{,}158.$$

Из приведенного примера видно, что чем больше $\bar{\xi}$, тем лучше замедлитель. При достаточно больших значениях A ($A \geqslant 12$)

$$\bar{\xi} \approx \frac{2}{A + 2/3} \approx \frac{2}{A}. \qquad (3.18)$$

Тогда

$$\bar{n} \approx \frac{A}{2} \ln \frac{E_0}{E_n}.$$

При малом значении A рекомендуется более точная формула

$$\bar{n} = \left(\frac{A}{2} + \frac{1}{3} + \frac{1}{18A} \right) \ln \frac{E_0}{E_n}. \qquad (3.19)$$

В табл. 3.1 приведены значения A, $\bar{\xi}$ и $\bar{n}$ для некоторых веществ при замедлении нейтронов от 2 МэВ до 0,025 эВ. Из табл. 3.1 видно, что лучшими замедлителями должны быть вещества, содержащие водород (например, вода) или другие легкие элементы.

В табл. 3.2 для некоторых веществ приведены и другие параметры, рассматриваемые ниже. Из табл. 3.2 видно, что, кроме $\bar{\xi}$, на процесс замедления существенно влияют макроскопическое сечение рассеяния Σ_s и макроскопическое сечение поглощения Σ_a.

Таблица 3.1. **Значения A, $\overline{\xi}$ и $\overline{n}$**

Вещество	A	$\overline{\xi}$	$\overline{n}$
Водород	1	1,0	15
Дейтерий	2	0,726	25
Бериллий	9	0,208	85
Углерод	12	0,158	115
Уран	238	0,00838	2172

Таблица 3.2. **Параметры для H_2O, D_2O, Be, C**

Вещество	k_∞	Σ_s, $см^{-1}$	$\overline{\xi}\Sigma_s$, $см^{-1}$	Σ_a, $см^{-1}$	$\frac{\overline{\xi}\Sigma_s}{\Sigma_a}$	$t_{зам}$, с	χ, $см^2$	$t_{диф}$, с	L_s, см	L, см
H_2O	0,927	1,71	1,59	0,0221	72	10^{-5}	29	$2{,}1\cdot10^{-4}$	5,4	2,7
D_2O	0,51	0,349	0,178	$3\cdot10^{-5}$	5800	$4{,}6\cdot10^{-5}$	125	0,15	11	120
Be	0,209	0,867	0,187	$1{,}24\cdot10^{-3}$	146	$6{,}7\cdot10^{-5}$	85	$4{,}3\cdot10^{-3}$	9,3	22
C	0,158	0,386	0,061	$3{,}62\cdot10^{-4}$	168,5	$1{,}5\cdot10^{-4}$	315	$1{,}2\cdot10^{-2}$	17,7	54

Критерием замедления является *коэффициент замедления* $\overline{\xi}(\Sigma_s/\Sigma_a)$.

Как видно из табл. 3.2, замедляющая способность $\overline{\xi}\Sigma_s$ для H_2O выше, чем для D_2O, но макроскопическое сечение поглощения Σ_a у простой воды выше, чем у тяжелой. В результате коэффициент замедления D_2O больше, чем коэффициент замедления H_2O.

При замедлении нейтрон перемещается от одного ядра к другому по прямой. Средняя длина пути, который проходит нейтрон между двумя последовательными соударениями до первого рассеяния, называется *средней длиной свободного пробега* λ_s. Она представляет собой обратную величину макроскопического сечения рассеяния Σ_s и имеет размерность длины, т. е.

$$\lambda_s = 1/(n_1\sigma_s) = 1/\Sigma_s. \tag{3.20}$$

Если толщина рассеивающей среды равна средней длине свободного пробега $x=\lambda_s$, то плотность потока нейтронов уменьшается в e раз [$\varphi_0/\varphi_x = e^{x/\lambda_s}$; $\varphi_0/\varphi_x = e$ из формулы (14.31а)] и λ_s называют *длиной релаксации*.

Средняя длина пути теплового нейтрона до его поглощения называется *средней длиной пробега до поглощения* λ_a:

$$\lambda_a = \frac{1}{n_A\sigma_a} = \frac{1}{\Sigma_a}, \tag{3.21}$$

где Σ_a — макроскопическое сечение поглощения.

Таким образом, полное макроскопическое сечение Σ_t (с учетом рассеяния и поглощения) равно

$$\Sigma_t = \frac{1}{\lambda_t} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_a}. \tag{3.22}$$

Если нейтрон движется с постоянной скоростью v, среднее время между двумя столкновениями будет

$$t = \lambda_t / v. \tag{3.23}$$

Число столкновений за 1 с

$$1/t = v/\lambda_t = v\Sigma_t. \tag{3.24}$$

Среднее расстояние, проходимое нейтроном в первоначальном направлении до поворота на угол $0 \geqslant 90°$, называют *транспортной длиной пробега*. Она равна

$$\lambda_{tr} = \frac{\lambda_s}{1 - \overline{\cos\theta}} = \lambda_s \Big/ \left(1 - \frac{2}{3A}\right), \tag{3.25}$$

где θ — угол рассеяния нейтрона.

Среднее расстояние (по прямой), на которое перемещается нейтрон в процессе замедления от первоначальной точки, определяется формулой

$$\overline{r^2} = 2\overline{n}\lambda_s^2 \Big/ \left(1 - \frac{2}{3A}\right) = 2\overline{n}\lambda_s\lambda_{tr}. \tag{3.26}$$

При $A = 1$ (для водорода)

$$\overline{r^2} = 6\overline{n}\lambda_s^2. \tag{3.27}$$

Если замедляющая среда имеет малое значение $\overline{\xi}$ и слабую зависимость λ_s от энергии, т. е. если замедление можно рассматривать как непрерывный процесс, используют приближенную *теорию возраста*. По этой теории процесс замедления описывается уравнением, аналогичным уравнению теплопроводности:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} q(\chi, z) = \frac{\partial q}{\partial \chi}(\chi, z), \tag{3.28}$$

где $q(\chi, z)$ — плотность замедления нейтронов (число нейтронов в единичном объеме в окрестности точки r, которые при замедлении в процессе уменьшения энергии от первоначальной E_0 достигли значения энергии E); $\chi = \int_E^{E_0} \frac{\lambda_s\lambda_{tr}}{3\overline{\xi}} \frac{dE}{E}$ — возраст нейтронов при (малом сбросе энергии при одном соударении нейтрона с ядром величина χ однозначно связана с энергией нейтронов E и временем замедления), χ имеет размерность квадрата длины.

Используя теорию возраста, можно получить ряд практических результатов по замедлению нейтронов. Для плоского изотропного

источника быстрых моноэнергетических нейтронов при потоке энергии нейтронов F_w в единицу времени в бесконечной однородной среде решение уравнения (3.28) будет иметь вид:

$$q(\chi, r) = \frac{F_w \exp(-r^2/4\chi)}{(4\pi\chi)^{1/2}}. \quad (3.29)$$

Для точечного изотропного моноэнергетического источника

$$q(\chi, r) = (4\pi\chi)^{-3/2} \exp(-r^2/4\chi). \quad (3.30)$$

Можно показать, что средний квадрат расстояния $\bar{r}^2$ от источника до места, где нейтрон достигает значения энергии E, связан со значением возраста χ соотношением $\bar{r}^2 = 6\chi$, откуда

$$\chi = (1/6)\bar{r}^2. \quad (3.31)$$

Величину $\sqrt{\chi}$ называют *длиной замедления* и обозначают L_s:

$$L_s = \sqrt{\chi}. \quad (3.32)$$

Возраст нейтрона χ и длина замедления L_s для различных веществ приведены в табл. 3.2.

Замедлившийся до тепловой скорости нейтрон продолжает двигаться в среде до тех пор, пока среда не поглотит его или он не вылетит за ее пределы. Уравнение диффузии, выражающее баланс изменения потока нейтронов во времени вследствие притока нейтронов из соседних областей, поглощения и образования нейтронов, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial\varphi(r)}{\partial t} = \nabla^2\varphi(r) - \frac{\varphi(r)}{L_S^2} + \frac{F_w(r)}{D_T}, \quad (3.33)$$

где $\nabla^2 = (\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2)$ — оператор Лапласа в прямоугольных координатах; $F_w(r)$ — *поток энергии* нейтронов, т. е. скорость образования тепловых нейтронов за счет замедления быстрых нейтронов; L_s — *длина диффузии*, характеризующая средний путь, который проходит нейтрон по прямой с того момента, как он стал тепловым, до момента его поглощения средой; D_T — *коэффициент диффузии*.

Длина диффузии и коэффициент диффузии связаны между собой следующим образом:

$$L = \sqrt{D_T/\Sigma_a}. \quad (3.34)$$

Так как нейтрон не имеет электрического заряда, на него не действует кулоновское поле ядра. Однако, когда нейтрон очень близко подходит к ядру, на него начинают действовать ядерные силы и он может быть захвачен ядром. Ядра с большим эффективным сечением захвата $\sigma_{n\gamma}$ имеют малое эффективное сечение упругого рассеяния σ_s.

При захвате ядром теплового нейтрона ядро находится в возбужденном состоянии, переход из которого в основное состояние

сопровождается γ-излучением. Примером таких реакций могут служить $^{113}Cd(n, \gamma)^{114}Cd$, $^{1}H(n, \gamma)^{2}D$ и др.

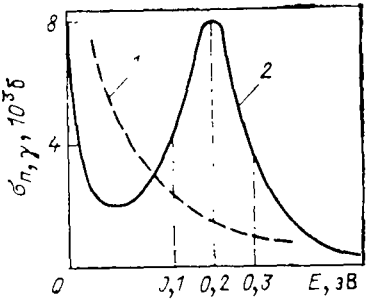


Рис. 3.4

Эффективное сечение захвата $\sigma_{n,\gamma}$ нейтронов изменяется обратно пропорционально скорости нейтронов (закон $1/v$: рис. 3.4, кривая *1*). Определяется эта закономерность временем взаимодействия между нейтроном и ядром. Чем меньше скорость нейтрона, тем продолжительнее время его пребывания вблизи ядра и соответственно больше вероятность захвата. На эту закономерность накладываются резонансные эффекты, которые выражаются в резком возрастании $\sigma_{n,\gamma}$ при определенных значениях энергии нейтронов. Например, для кадмия $(\sigma_{n,\gamma})_{макс} \approx 8 \cdot 10^3$ б при $E_n = 0{,}2$ эВ (рис. 3.4, кривая *2*). Резонансный захват объясняется равенством энергии поглощаемых нейтронов и энергии, необходимой для перехода ядра на соответствующий энергетический уровень. Резонансный пик может быть узким, если узким является промежуточный энергетический уровень.

Кадмий, состоящий из восьми изотопов (^{114}Cd — 29,8 %, ^{112}Cd — 24 %, ^{111}Cd — 12,8 %, ^{110}Cd — 12,4 %, ^{113}Cd — 12,3 % и др.), имеет $\sigma_{n,\gamma} = 2400$ б при энергии $E_n = 0{,}18$ эВ. Изотоп ^{113}Cd, у которого $\sigma_{n,\gamma} = 25 \cdot 10^3$ б, при облучении тепловыми нейтронами превращается в изотоп ^{114}Cd по известной реакции $^{113}Cd\ (n, \gamma)\ ^{114}Cd$. Кадмий является высокоэффективным поглотителем тепловых нейтронов, так как главный резонансный максимум шириной около 0,2 эВ находится в области тепловых нейтронов (резонансные максимумы отделены друг от друга несколькими десятками электронвольт). Кадмий широко применяется для защиты от тепловых нейтронов.

При действии тепловых нейтронов на некоторые легкие ядра возможны реакции типа (n, p), (n, α). Так, при облучении азота тепловыми нейтронами происходит реакция с выделением протонов $^{14}N(n, p)\ ^{14}C$. Углерод-14 β-радиоактивен и распадается с образованием начального продукта $^{14}C \rightarrow {}^{14}N + {}^{0}_{-1}\beta$.

При облучении нейтронами бора или лития наблюдаются реакции $^{10}B(n, \alpha)\ ^{7}Li$, $^{6}Li(n, \alpha)\ ^{3}H$.

Реакции типа (n, p), например $^{27}Al\ (n, p)\ ^{27}Mg$, или типа (n, α), например $^{27}Al\ (n, \alpha)\ ^{24}Na$, возможны в том случае, если быстрый нейтрон передает протону или α-частице достаточно энергии, чтобы последние смогли пройти через потенциальный барьер. Вероятность реакции (n, p) или (n, α) зависит от энергии нейтрона. Реакция (n, α) происходит при бо́льшей энергии нейтрона, чем реакция (n, p). В большинстве случаев конечное ядро реакции (n, p) или (n, α) радиоактивно и в дальнейшем претерпевает β-распад. При реакции (n, p) конечное ядро

превращается в исходное. Подобные реакции происходят с элементами, имеющими атомный номер $Z<40$; более тяжелые элементы имеют очень высокий потенциальный барьер для протонной и α-эмиссии.

Быстрые нейтроны с энергией 10 МэВ и более могут вызвать реакцию $(n, 2n)$, а при бомбардировке ядер нейтронами с энергией 20 МэВ может произойти реакция $(n, 3n)$, которая сопровождается реакцией $(n, 2np)$.

Вообще говоря, нейтроны с очень высокой энергией способны вызвать при бомбардировке различных элементов большое количество ядерных реакций. При этом получаются разнообразные радиоактивные продукты.

3.2. ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

Свободные нейтроны могут быть получены из ядер любых атомов, если ядрам каким-либо способом сообщить энергию, превышающую энергию связи нейтрона (например, для дейтерия энергия связи равна 2,23 МэВ, а для бериллия — 1,63 МэВ).

Источники нейтронов можно разделить на три группы.

1. *Изотопные источники.* Естественное или искусственное радиоактивное вещество, испускающее α-частицы (Ra, Po, Rn) или γ-излучение (^{28}Al, ^{116}In, ^{124}Sb, ^{24}Na и др.), смешивается с каким-либо веществом (^{7}Li, ^{9}Be, ^{11}B и др.), из которого под действием указанного излучения выбиваются нейтроны.

2. *Циклотроны, фазотроны* и другие *ускорители,* в которых нейтроны возникают при бомбардировке мишени ионами H, D*, He и т. п.

3. *Реакторы,* в которых нейтроны образуются в результате цепной реакции деления ядер урана.

Ядерные реакции с выходом нейтронов осуществляются по следующим схемам:

(α, n)-реакция

$$ {}^{A}_{Z}X + {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{A+3}_{Z+2}X + {}^{1}_{0}n \pm Q, \tag{3.35} $$

например:

$$ {}^{9}_{4}Be + {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{12}_{6}C + {}^{1}_{0}n + 5{,}7 \text{ МэВ}; $$

$$ {}^{11}_{5}B + {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{14}_{7}N + {}^{1}_{0}n + 0{,}16 \text{ МэВ}; $$

(γ, n)-реакция

$$ {}^{A}_{Z}X + \gamma \rightarrow {}^{A-1}_{Z}X + {}^{1}_{0}n \pm Q, \tag{3.36} $$

например:

$$ {}^{9}_{4}Be + \gamma \rightarrow {}^{8}_{4}Be + {}^{1}_{0}n - 1{,}67 \text{ МэВ}; $$

$$ {}^{2}_{1}D + \gamma \rightarrow {}^{1}_{1}H + {}^{1}_{0}n - 2{,}23 \text{ МэВ}; $$

* D — *дейтерий* — стабильный изотоп водорода с массовым числом 2, ядро которого состоит из одного протона и одного нейтрона. Масса атома дейтерия $M_D = 2{,}01473$.

(D, n) - реакция

$$^{A}_{Z}X + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{A+1}_{Z+1}X + {}^{1}_{0}n \pm Q, \qquad (3.37)$$

например:

$${}^{3}_{1}H + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{1}_{0}n + 17{,}6 \text{ МэВ};$$

$${}^{7}_{3}Li + {}^{2}_{1}D \rightarrow {}^{8}_{4}Be + {}^{1}_{0}n + 15 \text{ МэВ}.$$

Рассмотрим изотопные источники. Выход нейтронов зависит от качества приготовления источника (от степени измельчения и однородности смеси материала мишени и источника α-частиц).

Наибольший выход нейтронов наблюдается в том случае, когда радиоактивное вещество смешивается с бериллием. Например, Ra — Be-источник имеет выход до $4{,}6 \cdot 10^{-10} \frac{\text{нейтр}}{\text{Бк} \cdot \text{Ra} \cdot \text{С}}$ [$1{,}7 \times 10^{7}$ нейтр./(Ки Ra·с)]; Po — Be — до $8 \cdot 10^{-11} \frac{\text{нейтр}}{\text{Бк} \cdot \text{Po} \cdot \text{С}}$ [$3{,}0 \times 10^{6}$ нейтр./(Ки Po·с)].

Ra — Be-источник дает нейтроны в результате реакции $^{9}Be(\alpha, n)\,^{12}C$ не только за счет α-частиц самого Ra, но и за счет α-частиц продуктов распада ядра Ra (Rn, RaA, RaC, RaF). Все пять групп α-частиц имеют различную энергию. При прохождении через ^{9}Be они теряют свою энергию до нуля и вступают в реакцию (α, n). Вследствие указанных причин спектр нейтронов Ra — Be-источника, сопровождающийся высокоэнергетическим γ-излучением, довольно сложен.

Po — Be-источник, имеющий меньший выход нейтронов, чем Ra — Be-источник, получил широкое распространение из-за моноэнергетического излучения α-частиц (Po испускает α-частицы с энергией 5,3 МэВ), а также вследствие малой интенсивности сопровождающего γ-излучения с энергией 4,46—4,6 МэВ (табл. 3.3).

Однако Po — Be-источник «сгорает» гораздо быстрее, чем Ra — Be, так как период полураспада Po — 138 сут, а Ra — 1620 лет. Спектры нейтронов Ra — Be- и Po — Be-источников показаны на рис. 3.5.

Выход нейтронов с другими мишенями (^{7}Li, ^{11}B и др.) гораздо меньше. Наибольший выход после Be дает (при бомбардировке мишени α-частицами Ra и его продуктами распада) ^{11}B в реакции $^{11}B\,(\alpha, n)\,^{14}N$.

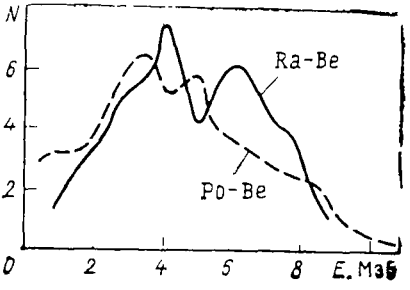


Рис 3.5

В табл. 3.3 даны основные характеристики α-нейтронных источников.

Моноэнергетические нейтроны получаются при бомбардировке ряда элементов моноэнергетическим γ-излучением радиоактивного распада. Такие фотонейтронные реак-

Таблица 3.3. Характеристики α-нейтронных источников

Источник	Период полураспада	Выход нейтронов		Число фотонов на нейтрон	Средняя энергия нейтронов, МэВ	Максимальная энергия нейтронов, МэВ
		$2{,}7\cdot10^{-11}$ нейтр. / Бк·с	10^{6} нейтр. / Ки·с			
Ra—Be	1620 лет	17		$5\cdot10^{3}$	4,63	12,2
Po—Be	138 сут	1,6—3,0		~1	5,3	10,9
Pu—Be	24 360 лет	1,7		~1	4,5	10,7
Ra—B	1620 лет	6,8		$2\cdot10^{4}$	—	—
Po—B	138 сут	0,9		—	2,7	5
Rn—Be	3,8 сут	15		—	—	12,2

ции (γ, *n*) широко использовались, когда других источников моноэнергетических нейтронов (циклотрон и т. п.) было недостаточно.

При небольшой энергии γ-излучения реакция (γ, *n*) наиболее вероятна из всех реакций фоторасщепления ядра; реакции, связанные с вылетом заряженных частиц, типа (γ, *p*), (γ, *d*), (γ, α) менее вероятны, так как вылету частиц препятствует потенциальный барьер. С ростом энергии γ-излучения более 10 МэВ возможность реакции фоторасщепления с вылетом заряженных частиц возрастает, так как увеличивается проницаемость потенциального барьера.

При энергии γ-излучения порядка 100 МэВ возможны сложные реакции фоторасщепления с вылетом нескольких нейтронов или заряженных частиц или одновременно и тех и других, т. е. реакции типа (γ, 2*n*), (γ, *pn*), (γ, α*n*) и т. п.

Энергия реакции (γ, *n*) равна по абсолютной величине энергии связи нейтрона в ядре. Среди стабильных ядер наименьшими значениями энергии связи нейтрона отличаются ^{9}Be (1,63 МэВ) и ^{2}D (2,23 МэВ), поэтому для получения фотонейтронов в качестве мишеней используют бериллий или тяжелую воду, а источниками γ-излучения служат радиоактивные препараты. Так, в фотонейтронном источнике ^{9}Be (γ, *n*) ^{8}Be (^{8}Be распадается на два ядра ^{4}He) в качестве источника γ-излучения могут использоваться как естественные радиоактивные вещества, так и искусственные, испускающие γ-излучение с энергией более 1,63 МэВ.

В табл. 3.4 приведены основные характеристики фотонейтронных источников, в которых источники γ-излучения отделены от бериллиевой и дейтериевой мишеней.

Выход нейтронов в реакциях (γ, *n*) зависит от толщины слоя поглощающего вещества (^{9}Be или ^{2}D).

С появлением ускорителей заряженных частиц возникла возможность получать нейтроны с большим выходом и разных энергий. Наибольшее распространение получила реакция (*d*, *n*), при которой протон, входящий в состав бомбардирующего дейтона, переходит в бомбардируемое ядро, в результате чего освобождается нейтрон.

Таблица 3.4. **Характеристики фотонейтронных источников**

Источник	$T_{1/2}$	Выход нейтронов (на 1 г мишени на расстоянии 1 см)		Энергия нейтронов, МэВ	Энергия, МэВ, и выход, %, γ-излучения на распад
		$2{,}7\cdot10^{-11}$ нейтр./(Бк·с)	10^4 нейтр./(Кн·с)		
^{24}Na—^{9}Be	14,8 ч	13		0,83	3,86 (0,05)
^{24}Na—D_2O	14,8 ч	27		0,22	2,75 (100)
^{88}Y—^{9}Be	104 сут	10		0,16	1,85 (99) 2,8 (1,0)
^{88}Y—D_2O	104 сут	0,3		0,31	2,8 (1,0)
^{124}Sb—^{9}Be	60 сут	19		0,024	1,69 (50) 2,09 (6,5)

Энергия реакции (d, n) равна разности энергий связи протона в конечном ядре и в дейтоне. Энергия связи протона в дейтоне составляет 2,23 МэВ, а в других ядрах гораздо больше, поэтому разность энергий связи будет всегда положительна. С увеличением энергии дейтонов увеличивается и выход нейтронов, так как при этом более прозрачным становится потенциальный барьер, мешающий проникновению частиц в бомбардируемое ядро атома.

Наиболее распространены следующие реакции:

$$^{2}D + {}^{2}D = {}^{3}He + n + 3{,}3 \text{ МэВ};$$

$$^{2}D + {}^{7}Li = {}^{8}Be + n + 15 \text{ МэВ};$$

$$^{2}D + {}^{9}Be = {}^{10}Be + n + 4{,}4 \text{ МэВ};$$

$$^{2}D + {}^{3}H = {}^{4}He + n + 17{,}6 \text{ МэВ}.$$

Максимальная энергия выделяющегося нейтрона определяется суммой энергии дейтона и выделяющейся при реакции энергии.

Реакцию $^{2}D(d, n)\,^{3}He$ часто применяют для получения моноэнергетических нейтронов с энергией от 2 до 10 МэВ. В ускорителях может происходить реакция типа $^{9}Be(d, n)\,^{10}B$. При энергии дейтонов 1 МэВ (при токе 1 мкА) выход нейтронов в ускорителе эквивалентен Ra — Be-источнику, содержащему 7 г Ra.

Для получения моноэнергетических нейтронов, энергию которых можно изменять в очень широких пределах, используют реакцию (p, n). Эта реакция сводится к замене в бомбардируемом ядре нейтрона протоном. В реакции $^{7}Li(p, n)\,^{7}Be$ конечное ядро ^{7}Be имеет избыток позитронов и поэтому превращается в начальное бомбардируемое ядро.

Мощный источник нейтронов — ядерный реактор, в котором нейтроны возникают в результате деления ядер ^{235}U (^{233}U) или ^{239}Pu. Через каналы, выведенные из центральной части реактора

или отражателя, можно получить соответственно быстрые, тепловые с примесью быстрых и, наконец, тепловые нейтроны.

Изотопные нейтронные источники можно применять для различных научных, лабораторных целей, а также при запуске ядерного реактора. При пуске надкритичного реактора источник нейтронов используют на период его пуска, чтобы создать начальную плотность нейтронов, необходимую для осуществления управления процессом деления. Если реактор подкритичный, источник нейтронов вводят внутрь активной зоны для поддержания цепной ядерной реакции.

Глава 4

ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ И ВЕЛИЧИН, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИХ ПОЛЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Постановлением Госстандарта от 8 февраля 1984 г. утверждены «Методические указания РД 50—454—84; внедрение и применение ГОСТ 8.417—81 «ГСИ. Единицы физических величин в области ионизирующих излучений».

Наряду с Международной системой единиц используются внесистемные единицы активности и дозовые характеристики полей ионизирующих излучений.

Единицы измерения активности и величин, характеризующих поля ионизирующих излучений в СИ и их соотношение с внесистемными единицами приведены в табл. 4.1.

Величины, широко используемые в дозиметрии и защите от ионизирующих излучений: поток частиц F, поток энергии излучения F_w, плотность потока частиц φ, плотность потока энергии излучения φ_w, флюенс частиц Φ, флюенс энергии излучения Φ_w — приведены в табл. 4.2.

4.1. ЕДИНИЦЫ АКТИВНОСТИ

При рассмотрении радиоактивного распада было установлено, что не все ядра радионуклида распадаются одновременно. В каждую секунду распадается лишь некоторая часть общего числа атомных ядер данного радиоактивного элемента. Эта часть, характеризующая вероятность распада на одно ядро в единицу времени, *называется постоянной распада* λ.

Таким образом, постоянная распада служит мерой неустойчивости ядер данного радиоактивного вещества. Она не зависит ни от химических, ни от физических условий. Постоянная распада имеет всегда одно и то же значение для каждого радионуклида и не зависит от общего числа ядер. Например, из общего числа ядер радия только $1{,}38 \cdot 10^{-11}$ часть распадается в каждую секунду. Если имеется 10^{13} ядер радия, то в 1 с распадается 138 ядер. Следовательно, $1{,}38 \cdot 10^{-11}$ 1/с является постоянной распада Ra.

Таблица 4.1. **Соотношения между единицами измерения активности и характеристиками поля ионизирующего излучения в СИ и внесистемных единицах**

Величина	Название, обозначение и определение					Соотношение между единицами
	Единица СИ				Внесистемная единица	
Активность	$\mathcal{A}$	Бк	*Беккерель*, равный одному распаду в секунду (расп./с)	Кн	*Кюри*, равно $3{,}7 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду	1 Бк=1 расп./с= $2{,}703 \times 10^{-11}$ Ки; 1 Ки= $3{,}7 \times 10^{10}$ расп./с= $3{,}7 \cdot 10^{10}$ Бк
Поглощенная доза	D	Гр	*Грей*—поглощенная доза излучения, соответствующая энергии 1 Дж ионизирующего излучения любого вида, переданной облученному веществу массой 1 кг	рад	*Рад* соответствует поглощенной энергии 100 эрг на 1 г вещества	1 Гр=1 Дж/кг= $=10^4$ эрг/г=100 рад; 1 рад=100 эрг/г= $=1 \cdot 10^{-2}$ Дж/кг= $=1 \cdot 10^{-2}$ Гр=1 сГр
Экспозиционная доза	X	Кл/кг	*Кулон на килограмм*—экспозиционная доза фотонного излучения, при которой корпускулярная эмиссия в сухом атмосферном воздухе массой 1 кг производит ионы, несущие заряд каждого знака, равный 1 Кл	Р	*Рентген*—доза фотонного излучения, при которой корпускулярная эмиссия, возникшая в 1 $см^3$ воздуха, создает ионы, несущие 1 СГСЕ количества электричества каждого знака	1 Кл/кг= $3{,}88 \cdot 10^3$ Р; 1 Р= $2{,}58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг

Продолжение табл. 4.1

Величина	Название, обозначение и определение					Соотношение между единицами
	Единица СИ				Внесистемная единица	
Эквивалентная доза	H	Зв	*Зиверт*-эквивалентная доза любого вида излучения, поглощенная в 1 кг биологической ткани, создающая такой же биологический эффект, как и поглощенная доза в 1 Гр фотонного излучения	бэр	*Бэр*—энергия любого вида излучения, поглощенная в 1 г ткани, при которой наблюдается тот же биологический эффект, что и при поглощенной дозе в 1 рад фотонного излучения	$1\ \text{Зв}=\frac{1\ \text{Гр}}{к}=\frac{1\text{Дж/кг}}{к}=\frac{100\ \text{рад}}{к}=$ $=100\ \text{бэр};\ 1\ \text{бэр}=\frac{1\ \text{рад}}{к}=\frac{1\cdot10^{-2}\ \text{Дж/кг}}{к}=\frac{1\cdot10^{-2}\ \text{Гр}}{к}=$ $=1\cdot10^{-2}\ \text{Зв}=1\ \text{сЗв}$
Керма	K	Гр	*Грей* равен керме, при которой суммарная кинетическая энергия заряженных частиц, освобожденных в 1 кг вещества в поле косвенно ионизирующего излучения, равна 1 Дж	рад	*Керма*—кинетическая энергия в радах, переданная заряженным частицам, образованным ионизирующим излучением в единице массы облучаемой среды	$1\ \text{Гр}=1\ \text{Дж/кг}=10^4\ \text{эрг/г}=100\ \text{рад};$ $1\ \text{рад}=100\ \text{эрг/г}=1\times10^{-2}\ \text{Дж/кг}=$ $=1\cdot10^{-2}\ \text{Гр}=1\ \text{сГр}$

Мощность поглощенной дозы	$\dot{D}$	Гр/с	*Грей в секунду*, равный одному джоулю на килограмм в секунду	рад/с	Рад в секунду	1 Гр/с=1 Дж/(кг·с)= $=1\cdot10^{2}$ рад/с; 1 рад/с= $=1\cdot10^{-2}$ Дж/(кг·с)= $=1\cdot10^{-2}$ Гр/с=1 сГр/с
Мощность экспозиционной дозы	$\dot{X}$	Кл/(кг·с)	*Кулон на килограмм в секунду*	Р/с	Рентген в секунду	1 Кл/(кг·с)=3,88× $\times10^{-3}$ Р/с; 1 Р/с= $=2{,}58\cdot10^{-4}$ Кл/(кг·с)
Мощность эквивалентной дозы	$\dot{H}$	Зв/с	*Зиверт в секунду*	бэр/с	Бэр в секунду	1 Зв/с=100 бэр/с; 1 бэр/с=$1\cdot10^{-2}$ Зв/с= =1 сЗв/с
Мощность кермы	$\dot{K}$	Гр/с	Грей в секунду, равный одному джоулю на килограмм в секунду	рад/с	Рад в секунду	1 Гр/с=1 Дж/(кг·с)= $=10^{2}$ рад/с; 1 рад/с= $=1\cdot10^{-2}$ Дж/(кг·с)= $=1\cdot10^{-2}$ Гр/с=1 сГр/с
Керма-постоянная (постоянная мощности воздушной кермы радионуклида)	Γ_δ	Гр·м^2/(с·Бк)	*Керма-постоянная*— мощность воздушной кермы $\dot{K}_\delta$, создаваемой фотонами с энергией больше заданного порогового значения δ от точечного изотропно-излучающего источника данного радионуклида, находящегося в вакууме, на расстоянии l от источника, умноженной на квадрат этого расстояния, к активности A источника	—	—	—

Продолжение табл. 4.1

Величина	Название, обозначение и определение					Соотношение между единицами
	Единица СИ				Внесистемная единица	
Гамма-постоянная	Г	а·Кл××м²/(кг·с××Бк)	*Гамма-постоянная* $\Gamma_{СИ}$ радионуклида — мощность экспозиционной дозы в воздухе, создаваемой радионуклидом активностью 1 Бк на расстоянии 1 м без начальной фильтрации	Р·см²/(ч××мКн)	*Гамма-постоянная* Г радионуклида — мощность экспозиционной дозы, Р/ч, создаваемой радионуклидом активностью 1 мКн на расстоянии 1 см без начальной фильтрации	$\Gamma_{СИ}$, аКл·м²/(кг·с·Бк)==0,1939 Г, Р·см²/(ч××мКи); Г, Р·см²/(ч××мКн)=5,1573$\Gamma_{СИ}$, аКл××м²/(кг·с·Бк)

Таблица 4.2 **Величины, используемые в дозиметрии и защите от ионизирующих излучений**

Величина	Обозначение	Название и обозначение единицы		Формула написания	Определение
		Единица Си	Внесистемная единица		
Поток ионизирующих частиц	F	част./с	част./с	$F = \frac{dN}{dt}$	*Потоком ионизирующих частиц* называется отношение числа частиц dN, проходящих через данную поверхность за интервал времени dt, к этому времени

Продолжение табл. 4.2

Величина	Обозначение	Название и обозначение единицы		Формула написания	Определение
		Единица Си	Внесистемная единица		
Поток энергии неионизирующего излучения	F_w	Вт	эрг/с	$F_w = \frac{dw}{dt}$	*Потоком энергии ионизирующего излучения* называется отношение энергии dw неионизирующего излучения, проходящего через данную поверхность за интервал времени dt, к этому интервалу
Плотность потока неионизирующих частиц	φ	част./(м^2·с)	част./(см^2·с)	$\varphi = \frac{dF}{dS}$	*Плотностью потока ионизирующих частиц* называется отношение потока неионизирующих частиц dF, проникающих в объем элементарной сферы, к площади поперечного сечения dS этой сферы
Плотность потока энергии (интенсивность) неионизирующего излучения	φ_w	Вт/м^2	эрг/(см^2·с)	$\varphi_w = \frac{dF_w}{dS} = \frac{d^2w}{dSdt}$	*Плотностью потока энергии ионизирующего излучения* называется отношение потока энергии неионизирующего излучения dF_w. проникающего в объем элементарной сферы, к площади центрального сечения dS этой сферы
Флюенс (перенос) неионизирующих частиц	Φ	част./м^2	част./см^2	$\Phi = \frac{dN}{dS}$	*Флюенсом ионизирующих частиц* называется отношение числа ионизирующих частиц dN, проникающих в объем элементарной сферы, к площади центрального сечения dS этой сферы
Флюенс энергии неионизирующего излучения	Φ_w	Дж/м^2	эрг/см^2	$\Phi_w = \frac{dw}{dS}$	*Флюенсом энергии ионизирующего излучения* называется отношение энергии неионизирующего излучения dw, проникающего в объем элементарной сферы, к площади поперечного сечения dS этой сферы

Если N — число нераспавшихся ядер данного радиоактивного элемента в момент времени t, а λ — постоянная распада, то dN — изменение числа имеющихся ядер за интервал времени dt будет: $dN=-\lambda N dt$. Интегрируя это уравнение и считая, что при $t=0$ число нераспавшихся радиоактивных ядер атомов равно N_0, получаем экспоненциальный закон радиоактивного распада:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t). \tag{4.1}$$

Для характеристики скорости радиоактивного распада пользуются *периодом полураспада* $T_{1/2}$ (табл. П.22, П.23), т. е. временем, в течение которого распадается половина первоначального количества ядер данного радионуклида. Если принять, что $N=1/2\,N_0$, то получим $N/N_0=\exp(-\lambda T_{1/2})=1/2$, откуда $\ln 2=\lambda T_{1/2}$ или $T_{1/2}=0{,}693/\lambda$,

$$\lambda = 0{,}693/T_{1/2}. \tag{4.2}$$

Подставляя значение λ в уравнение (4.1), получаем соотношение, определяющее относительное изменение числа ядер:

$$\frac{N}{N_0} = \exp\left(-\frac{0{,}693t}{T_{1/2}}\right) = \exp(-\lambda t). \tag{4.3}$$

Употребляемое количество радиоактивных веществ принято выражать не в единицах массы, а в единицах активности радионуклида. Объясняется это следующими причинами: если количество применяемых радиоактивных веществ очень мало, измерение их массы часто представляет большие трудности; препараты обычно находятся в запаянных ампулах и не могут быть извлечены без серьезных затруднений; радиоактивные вещества часто используют в смеси с нерадиоактивными; одинаковые количества разных веществ обычно обладают различной активностью, которая со временем уменьшается.

Активность радионуклида в источнике — отношение числа dN_0 спонтанных ядерных переходов из определенного ядерно-энергетического состояния радионуклида, происходящих в данном его количестве за интервал времени dt, к этому интервалу:

$$\mathcal{A} = dN_0/dt. \tag{4.4}$$

Самопроизвольное ядерное превращение называют *радиоактивным распадом.*

За единицу активности радионуклида в источнике в СИ принимают беккерель (Бк) *.

Беккерель равен активности нуклида в радиоактивном источнике, в котором за время 1 с происходит один спонтанный переход из определенного ядерно-энергетического состояния этого радионуклида.

---

* Антуан Анри Беккерель (1852—1908) — французский физик, открыл радиоактивность солей урана.

Применяют также дольные и кратные единицы мкБк, мБк, сБк, КБк, МБк и др. (см. табл. П.32).

Внесистемная единица активности — кюри (Ки) *.

Кюри — это единица активности радионуклида в источнике, равная активности нуклида, в котором происходит $3{,}7 \cdot 10^{10}$ актов распада в 1 с (активность 1 г ^{226}Ra приближенно равна 1 Ки).

Внесистемная единица активности кюри связана с беккерелем следующим образом:

$$1\text{Ки} = 3{,}7 \cdot 10^{10} \text{ расп./с} = 3{,}7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}; \quad 1\text{Бк} = 2{,}7 \cdot 10^{-11} \text{ Ки}.$$

Ядерные превращения всегда сопровождаются выходом корпускулярных частиц (фотонов). Число распавшихся ядер не всегда совпадает с числом испускаемых корпускулярных частиц и еще реже — с числом испускаемых фотонов.

Типы распадов приведены в табл. 4.3, принятые обозначения схем распада показаны на рис. 4.1.

Таблица 4.3. **Изменение атомной массы и атомного номера при различных типах распада нуклида**

Тип распада	Атомная масса		Атомный номер	
	материнский нуклид	дочерний нуклид	материнский нуклид	дочерний нуклид
α^--Распад	A	$A-4$	Z	$Z-2$
β^--Распад	A	A	Z	$Z+1$
$\beta+$-Распад, электронный захват	A	A	Z	$Z-1$
Изомерный переход	A	A	Z	Z

В дозиметрии применяются удельная $\mathcal{A}_m$ (Бк/кг), объемная $\mathcal{A}_v$ (Бк/м^3), молярная $\mathcal{A}_{mol}$ (Бк/моль) и поверхностная $\mathcal{A}_s$ (Бк/м^2) активности источников.

Между активностью (Бк) и массой радиоактивных веществ (г) существует определенная связь.

Если во взятом количестве радиоактивного вещества будет происходить в каждую секунду $3{,}7 \cdot 10^{10}$ распадов, то общее число атомов N, дающее эту активность, будет равно активности вещества ($3{,}7 \cdot 10^{10}$ Бк), деленной на постоянную распада λ, с$^{-1}$, т. е. $N = \mathcal{A}/\lambda$:.

$$N = 3{,}7 \cdot 10^{10}/\lambda = 3{,}7 \cdot 10^{10} T_{1/2}/0{,}693. \qquad (4.5)$$

Общее количество радиоактивного вещества в граммах m, дающего активность вещества $\mathcal{A} = 1$ Бк, равно

$$m = \frac{N}{3{,}7 \cdot 10^{10}} (A/L_0),$$

* Пьер Кюри (1859—1906) и Мария Склодовская-Кюри (1867—1934) — французские физики, открывшие радиоактивность полония и радия.

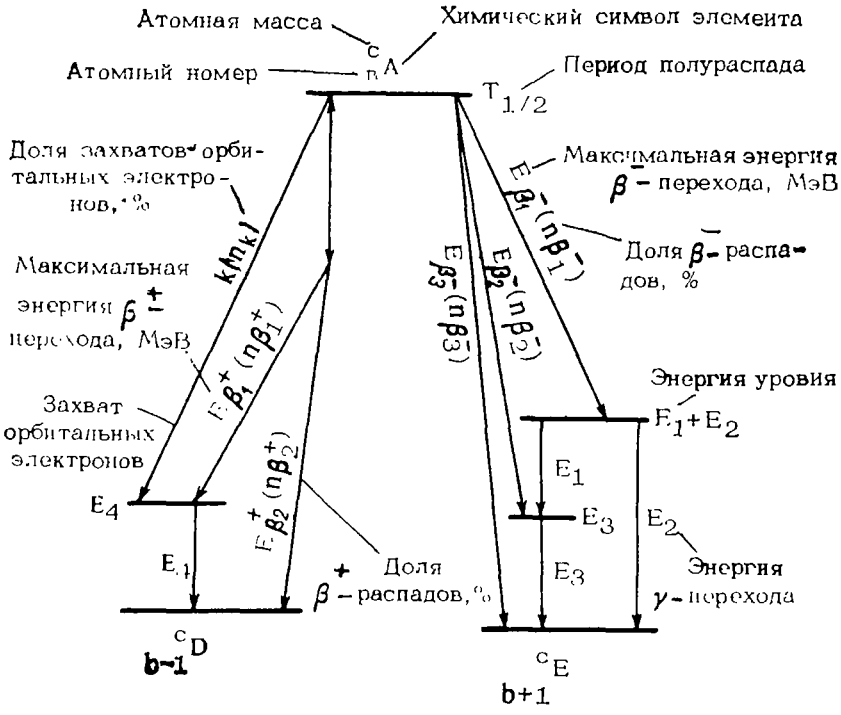


Рис 4.1

где A — атомная масса данного радионуклида, г; $L_0 = 6{,}02 \times \times 10^{23}$ (моль)$^{-1}$ — число Авогадро; A/L_0 — масса одного атома.

Подставляя данные, получаем массу вещества в граммах активностью 1 Бк (г/Бк):

$$m = 1 \frac{T_{1/2}}{0{,}693} \frac{A}{6{,}02 \cdot 10^{23}} = 0{,}24 \cdot 10^{-23} A T_{1/2}. \qquad (4.6)$$

Активность A 1г любого радионуклида в единицах Бк (Бк/г) равна

$$\mathcal{A} = \frac{1}{0{,}24 \cdot 10^{-23} A T_{1/2}} = \frac{4{,}17 \cdot 10^{23}}{A T_{1/2}}. \qquad (4.7)$$

Пример 1. Определить массу 1 Бк ^{210}Po ($T_{1/2} = 138$ сут, $A = 210$).

Решение. По формуле (4.6) определяем

$$m = 0{,}24 \cdot 10^{-23} \cdot 210 \cdot 138 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60 = 6{,}01 \cdot 10^{-22} \text{ г}.$$

Пример 2. Определить активность 1 г ^{226}Ra ($T_{1/2} = 1620$ лет, $A = 226$).

Решение. По формуле (4.7) определяем

$$\mathcal{A} = \frac{4{,}17 \cdot 10^{23}}{226 \cdot 31\,536\,000 \cdot 1620} = 3{,}61 \cdot 10^{10} \text{ Бк}.$$

4.2. ЕДИНИЦЫ ДОЗЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

На рис. 4.2 дана схема образования поглощенной, экспозиционной и эквивалентной доз в поле смешанного непосредственно (излучение заряженных частиц) и косвенно (излучение фотонов и нейтронов) ионизирующего излучения. При взаимодействии ионизирующего излучения со средой часть энергии фотонов будет являться потерянной излучением энергией, которая преобразуется в энергию, переданную веществу (кинетическую энергию освобожденных электронов, теряемую при их взаимодействии с веществом), и поглощенную веществом энергию излучения, характеризующую энергию теплового движения молекул данного вещества.

Для определения меры поглощенной энергии любого вида излучения в среде принято понятие поглощенной дозы излучения (дозы излучения).

Поглощенная доза излучения D определяется как отношение средней энергии dw, переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объеме, к массе dm вещества в этом объеме:

$$D = dw/dm. \qquad (4.8)$$

За единицу поглощенной дозы излучения в СИ принимается грей (Гр) [*1].

Грей равен поглощенной дозе ионизирующего излучения, при которой веществу массой 1 кг передается энергия ионизирующего излучения 1 Дж [*2] (1 Гр = 1 Дж/кг).

Рис. 4.2

[*1] Луис Гарольд Грей (1905—1965) — английский физик, сделавший в области радиационной дозиметрии открытие, известное как принцип Брэгга — Грея.

[*2] Джеймс Прескотт Джоуль (1818—1889) — английский физик, внесший вклад в исследование магнетизма тепловых явлений, физики низких температур и обосновании закона сохранения энергии.

Применяют также дольные и кратные единицы мкГр, мГр, МГр и др. (см. табл. 4.1).

Внесистемная единица поглощенной дозы излучения — рад. *Рад* соответствует поглощению 100 эрг энергии любого вида ионизирующего излучения в 1 г облученного вещества

$$1 \text{ рад} = 100 \text{ эрг/г} = 10^{-2} \text{ Дж/кг} = 10^{-2} \text{ Гр} = 1\text{сГр};$$

$$1 \text{ Гр} = 100 \text{ рад}.$$

Для оценки биологического воздействия (при облучении малыми дозами, не превышающими пяти предельно допустимых доз) различных видов ионизирующих излучений в задачах радиационной безопасности необходимо введение понятия эквивалентная доза.

Эквивалентная доза (H) ионизирующего излучения определяется как произведение поглощенной дозы D на средний коэффициент качества к ионизирующего излучения в данном элементе объема биологической ткани стандартного состава.

$$H = D\text{к}. \tag{4.9}$$

Эквивалентная доза излучения вводится для оценки радиационной опасности хронического облучения человека в поле различных ионизирующих излучений и определяется суммой произведения поглощенной дозы D_i n видов излучения и соответствующего коэффициента качества излучения к_i, т. е.

$$H = \sum_{i=1}^{n} D_i \text{к}_i, \tag{4.10а}$$

где индекс i относится к компонентам излучения разного качества.

Коэффициент качества ионизирующего излучения является безразмерным числом, которое зависит от линейной передачи энергии (ЛПЭ) заряженных частиц в воде (табл. 4.4).

Таблица 4.4. Зависимость коэффициента качества к от ЛПЭ L_Δ в воде

L_Δ в воде	нДж/м	0,56 и менее	1,1	3,7	8,5	28 и больше
	кэВ/мкм	3,5 или менее	7,0	23	53	175 и больше
к		1	2	5	10	20

ЛПЭ (L_Δ) определяется как отношение энергии dE_Δ, переданной веществу заряженной частицей вследствие столкновения на элементарном пути dl, к длине этого пути

$$L_\Delta = dE_\Delta / dl. \tag{4.11}$$

Безразмерный коэффициент качества излучения, используемый для перевода поглощенной дозы излучения в эквивалентную дозу, определяет зависимость неблагоприятных биологических последствий при хроническом облучении человека в малых дозах от ЛПЭ, не превышающих установленных в целях радиационной безопасности пределов доз. Значения k для различных видов излучений с неизвестным спектральным составом приведены в табл. 4.5.

Таблица 4.5. **Значение коэффициента качества для различных видов излучения**

Вид излучения	k
Рентгеновское и γ-излучение, электроны, позитроны, β-излучение	1
Нейтроны с энергией $\leqslant$20 кэВ	3
Нейтроны с энергией 0,1—10 МэВ	10
Протоны с энергией $<$10 МэВ	10
α-Излучение с энергией $\leqslant$10 МэВ	20
Тяжелые ядра отдачи	20

За единицу эквивалентной дозы в СИ принимается зиверт (Зв) *.

Зиверт — такое количество энергии любого вида излучения, поглощенной в 1 кг биологической ткани, при котором наблюдается такой же биологический эффект, как и при поглощенной дозе в 1 Гр образцового рентгеновского или γ-излучения (в качестве образцового источника принимают рентгеновское излучение с граничной энергией 180 кэВ).

Внесистемная единица эквивалентной дозы — *бэр (биологический эквивалент рада)*.

Определение бэра аналогично определению зиверта, с той лишь разницей, что вместо поглощенной дозы в 1 Гр используют поглощенную дозу в 1 рад.

Таким образом,

$$1\ \text{Зв} = 1\ \text{Гр/к} = 1\ (\text{Дж/кг})/\text{к} = 100\ \text{рад/к} = 100\ \text{бэр};$$

$$1\ \text{бэр} = 10^{-2}\ \text{Зв} = 1\ \text{сЗв}.$$

При работе с источниками ионизирующих излучений облучение тела человека может быть неравномерным. Так, при попадании радионуклидов внутрь организма воздействию могут подвергаться отдельные органы и ткани. Иногда также требуется оценить ущерб, нанесенный здоровью человека в результате облучения различных органов и тканей, имеющих неодинаковую восприимчивость к радиационному повреждению. Поэтому в целях радиацион-

* Рольф Зиверт — шведский физик, внесший большой вклад в различные области радиационной безопасности.

ной защиты вводится понятие *эффективная эквивалентная доза облучения,* которая определяется соотношением

$$H_{эф} = \sum_i H_i W_i, \qquad (4.10б)$$

где H_i — среднее зиачение эквивалентной дозы облучения в i-м органе и ткани человека; W_i — взвешивающий коэффициент, равный отиошению ущерба облучеиия i-го органа или тела человека к ущербу от равномерного облучения всего тела человека при одииаковых эквивалентных дозах облучения. Значения W_i приведены в табл. 4.6.

Таблица 4.6. **Коэффициенты W_t для различных органов и тканей организма человека, рекомендованные МКРЗ**

Орган или ткань	W_t	Орган или ткань	W_t
Половые железы	0,25	Щитовидная железа	0,03
Молочная железа	0,15	Поверхности костных тканей	0,03
Красный костный мозг	0,12	Остальные ткани	0,30
Легкие	0,12		

Если поглощенная доза излучения выражает меру радиационного воздействия, то эквивалентная доза облучения — меру ожидаемого эффекта облучения. Поглощениая доза и эквивалеитная доза излучений являются иидивидуальными дозами. При работе атомных станций необходимо определить меру радиационного воздействия и меру ожидаемого эффекта облучения большого количества людей (персонал, население). Для этих целей используют понятия коллективная поглощенная доза и коллективная эквивалентная доза облучения.

Коллективная эквивалентная доза облучения ($H_{кол}$) — величина, введенная для оцеики стохастических (вероятностных) эффектов воздействия ионизирующего излучения на персоиал и население, определяется выражеиием

$$H_{кол} = \int_0^\infty N(H) H dH, \qquad (4.10в)$$

где $N(H)dH$ — число лиц, получивших эквивалентиую дозу облучения в пределах от H до $H+dH$. Размерность коллективиой эквивалентиой дозы облучеиия чел·Зв (чел·бэр).

Если в формуле (4.10в) вместо эквивалентиой дозы H использовать эффективную эквивалентиую дозу облучеиия $H_{эф}$, можно получить значение *эффективной коллективной эквивалентной дозы* облучения населения $(H_{эф})_{кол}$.

Для характеристики дозы по эффекту ионизации примеияют экспозиционную дозу фотонного излучеиия.

Экспозиционная доза (X) фотоиного излучения — отношение суммарного заряда dQ всех ионов одного знака, созданных в воздухе, когда все электроны и позитроны, освобожденные фотонами в элементарном объеме воздуха с массой dm, полностью остановились в воздухе, к массе dm воздуха в этом объеме:

$$X = dQ/dm. \tag{4.12}$$

Понятие экспозициониая доза установлено только для фотонного излучения с энергией 1 кэВ — 3 МэВ.

Единица экспозиционной дозы в СИ — кулон * на килограмм (Кл/кг).

Кулон на килограмм равен экспозиционной дозе, при которой все электроны и позитроны, освобожденные фотонами в воздухе массой 1 кг, производят ионы, несущие электрический заряд 1 Кл каждого знака.

Внесистемная единица экспозиционной дозы фотонного излучения — рентген ** (Р).

Рентген — единица экспозиционной дозы фотоиного излучения, при прохождении которого через 0,001293 грамма воздуха (1 см^3) сухого атмосферного воздуха при нормальных условиях [температура 0°С и давление 1013 гПа (760 мм рт. ст.)] в результате завершения всех ионизационных процессов в воздухе создаются ионы, несущие одну электростатическую единицу количества электричества каждого знака.

При определении экспозиционной дозы должно выполняться условие *электронного равновесия* (см. разд. 5.2), при котором сумма энергий образующихся электронов, покидающих рассматриваемый объем, соответствует сумме энергий электронов, входящих в этот объем. В условиях электронного равновесия в качестве энергетического эквивалента экспозиционной дозы можно принять поглощенную дозу излучения.

Из определения единицы рентген можно найти *энергетические эквиваленты рентгена* во внесистемных единицах.

По определению, 1 Р соответствует заряд 1 СГСЕ$=Nq$, где N — число ионов, создаваемых излучением в 1 см^3; q — заряд иона, равный $4{,}8\cdot10^{-10}$ СГСЕ.

Таким образом, для определения заряда в 1 СГСЕ требуется $N=1/(4{,}8\cdot10^{-10})=2{,}08\cdot10^9$ пар ионов/см^3.

При расчете на 1 г воздуха 1 Р будет соответствовать $2{,}08\cdot10^9/0{,}001293=1{,}61\cdot10^{12}$ пар ионов/г$=1{,}61\cdot10^{15}$ пар ионов/кг.

Если учесть, что средняя энергия ионообразования в воздухе $W=33{,}85$ эВ и 1 эВ$=1{,}6\cdot10^{-12}$ эрг, то единице экспозиционной до-

---

* Шарль Огюстен Кулон (1736—1806) — французский физик, внесший большой научный вклад в области электричества и магнетизма.

** Вильгельм Конрад Рентген (1845—1923) — немецкий физик, открывший излучение, названное им *X*-лучами (рентгеновские лучи), и создавший рентгеновские трубки.

зы 1 Р будет соответствовать поглощениая энергия в 1 см³ воздуха:

$$NW = 2{,}08 \cdot 10^9 \cdot 33{,}85 \cdot 10^{-6} = 7{,}05 \cdot 10^4 \text{ МэВ/см}^3 = 0{,}113 \text{ эрг/см}^3,$$

при пересчете на 1 г воздуха единица экспозиционной дозы 1 Р будет соответствовать поглощенной энергии:

$$NW = 1{,}61 \cdot 10^{12} \cdot 33{,}85 \cdot 10^{-6} = 5{,}45 \cdot 10^7 \text{ МэВ/г} = 87{,}3 \text{ эрг/г}.$$

Таким образом, энергетический эквивалент рентгена

$$1 \text{ Р} = 2{,}08 \cdot 10^9 \text{ пар ионов/см}^3 \rightarrow 7{,}05 \cdot 10^4 \text{ МэВ/см}^3 \rightarrow 0{,}113 \text{ эрг/см}^3 \rightarrow$$
$$\rightarrow 1{,}61 \cdot 10^{12} \text{ пар ионов/г} \rightarrow 5{,}45 \cdot 10^7 \text{ МэВ/г} \rightarrow 87{,}3 \text{ эрг/г}.$$

Аналогичным образом можно определить энергетический эквивалент кулона иа килограмм:

$$1 \text{ Кл/кг} = 8{,}07 \cdot 10^{18} \text{ пар ионов/м}^3 \rightarrow 2{,}73 \cdot 10^{14} \text{ МэВ/м}^3 \rightarrow 43{,}8 \text{ Дж/м}^3 \rightarrow$$
$$\rightarrow 6{,}24 \cdot 10^{18} \text{ пар ионов/кг} \rightarrow 2{,}11 \cdot 10^{14} \text{ МэВ/кг} \rightarrow 33{,}8 \text{ Дж/кг}$$

и соотношение между единицами рентген и кулон на килограмм: число пар ионов, образованных в 1 кг воздуха, $N = 1{,}61 \times 10^{15}$ пар ионов/кг; $q = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$ СГСЕ; 1 Кл $= 3 \cdot 10^9$ СГСЕ, тогда $1 \text{ Р} = 1{,}61 \cdot 10^{15} \cdot 4{,}8 \cdot 10^{-10}/3 \cdot 10^9 = 2{,}58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг.

Таким образом,

$$1 \text{ Кл/кг} = 3{,}88 \cdot 10^3 \text{Р};$$
$$1 \text{ Р} = 2{,}58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}.$$

В условиях электронного равновесия экспозиционной дозе 1 Кл/кг соответствует поглощенная доза 33,8 Гр в воздухе или 37,2 Гр в биологической ткани; для внесистемных единиц 1 Р соответствует поглощенной дозе 0,873 рад в воздухе или 0,96 рад в биологической ткани.

Для определения воздействия на среду косвенно ионизирующего излучения вводится понятие кермы (kinetic energy released in material).

Керма (K) — отношение суммы начальных кинетических энергий dE_k всех заряженных ионизирующих частиц, образовавшихся под действием косвенно ионизирующего излучения в элементарном объеме вещества, к массе dm вещества в этом объеме:

$$K = dE_k/dm. \qquad (4.13)$$

Единица измерения кермы совпадает с единицей измерения поглощенной дозы, т. е. в СИ — грей (Гр), внесистемиая единица — рад.

Мощность поглощенной дозы $\dot{D}$ [Гр/с (рад/с)]; *мощность эквивалентной дозы* $\dot{H}$ [Зв/с (бэр/с)], *мощность экспозиционной дозы* $\dot{X}$ [Кл/(кг·с) (Р/с)], *мощность кермы* $\dot{K}$ [Гр/с (рад/с)] — отношение

приращения поглощенной дозы dD (эквивалентной дозы dH, экспозиционной дозы dX, кермы dK) за интервал времени dt к этому интервалу:

$$\dot{D} = dD/dt\ (\dot{H} = dH/dt; \qquad \dot{X} = dX/dt; \qquad \dot{K} = dK/dt). \tag{4.14}$$

4.3. ГАММА-ПОСТОЯННАЯ. КЕРМА-ПОСТОЯННАЯ

Мощность дозы, создаваемая γ-излучением на единицу активности, зависит от схемы распада, т. е. количества фотонов, приходящихся на один распад, энергии фотонов и активности радионуклида. Мощность дозы γ-излучения единичной активности можно всегда определить, если известна гамма-постоянная, характеризующая данный радионуклид.

Гамма-постоянную расчитывают по экспозиционной дозе. Различают дифференциальную и полную гамма-постоянные.

Дифференциальная гамма-постоянная Γ_i относится к определенной моноэнергетической линии гамма-спектра радионуклида.

Полная гамма-постоянная (или *гамма-постоянная*) Γ данного радионуклида численно равна мощности экспозиционной дозы, Р/ч, создаваемой фотонами всех спектральных линий точечного изотропного γ-источника активностью в 1 мКи на расстоянии 1 см без начальной фильтрации. Отсюда единица измерения гамма-постоянной во внесистемных единицах выражается в Р·см²/(ч·мКи).

Гамма-постоянные большинства радионуклидов определены расчетом. На основании этих расчетов составлена табл. П.23. В соответствии с определением

$$\Gamma \frac{\mathcal{A}}{r^2} = \dot{X}; \left(X = \frac{\mathcal{A}\Gamma t}{r^2}\right); \tag{4.15}$$

$$\Gamma = \dot{X}\frac{r^2}{\mathcal{A}}, \tag{4.16}$$

где Γ — гамма-постоянная, Р·см²/(ч·мКи); $\dot{X}$ — мощность экспозиционной дозы, Р/ч; r — расстояние, см; $\mathcal{A}$ — активность, мКи.

Установим соотношение между мощностью экспозиционной дозы и интенсивностью γ-излучения, а затем определим гамма-постоянную.

Пусть фотоны с начальной интенсивностью γ-излучения φ_{w_0}, эрг/(см²·с), проходят через 1 см³ воздуха. После прохождения фотонами пути в 1 см интенсивность излучения будет $\varphi_w = \varphi_{w_0} \exp(-\mu)$, где μ — линейный коэффициент ослабления, см⁻¹. Изменение интенсивности $\Delta\varphi_w$ равно

$$\Delta\varphi_w = \varphi_{w_0} - \varphi_{w_0} \exp(-\mu) = \varphi_{w_0}[1 - \exp(-\mu)]. \tag{4.17}$$

Линейный коэффициент ослабления для воздуха невелик, поэтому exp (—μ) можно разложить в ряд и ограничиться двумя

первыми членами $\exp(-\mu) = 1-\mu$. Тогда выражение (4.17) для $\Delta\varphi_w$, эрг/(см^3·с), примет вид:

$$\Delta\varphi_w = \varphi_{w_0}\mu. \tag{4.17а}$$

Обозначим $(\mu_{en})_m/\mu$ вероятность того, что из переданной энергии $\Delta\varphi_w$ поглотится в 1 г за 1 с доля энергии $(\mu_{en})_m/\mu$, тогда

$$\dot{X} = \Delta\varphi_w(\mu_{en})_m/\mu = \varphi_{w_0}\mu(\mu_{en})_m/\mu = \varphi_{w_0}(\mu_{en})_m; \tag{4.18}$$
$$X = \varphi_{w_0}(\mu_{en})_m t,$$

где $\dot{X}$ — мощность экспозиционной дозы, эрг/(см^3·с); X — экспозиционная доза, эрг/см^3; $(\mu_{en})_m$ — массовый коэффициент поглощения энергии фотонов в воздухе, см^2/г; t — время, с.

Энергетический эквивалент равен 1 Р = 87,3 эрг/г, поэтому

$$\dot{X} = \varphi_w(\mu_{en})_m/87{,}3;$$
$$X = \varphi_w(\mu_{en})_m t/87{,}3, \tag{4.19}$$

где $\dot{X}$ — мощность экспозиционной дозы, Р/с; X — экспозиционная доза, Р.

Плотность потока фотонов точечного источника на расстоянии r равна

$$\varphi = \frac{\mathcal{A}\cdot 3{,}7\cdot 10^7}{4\pi r^2}, \tag{4.20}$$

где φ — плотность потока γ-излучения, фотон/(см^2·с); $\mathcal{A}$ — активность источника, мКи; r — расстояние от источника, см; $3{,}7\cdot 10^7$ — число распадов в 1 с, соответствующее 1 мКи.

Интенсивность моноэнергетического γ-излучения равна

$$\varphi_w = \varphi E_\gamma = \frac{\mathcal{A}\cdot 3{,}7\cdot 10^7}{4\pi r^2} E_\gamma, \tag{4.21}$$

где φ_w — интенсивность γ-излучения, МэВ/(см^2·с); E_γ — энергия γ-излучения, МэВ.

Интенсивность γ-излучения для радионуклидов со сложным спектральным составом излучения равна

$$\varphi_w = \frac{\mathcal{A}\cdot 3{,}7\cdot 10^7 \sum_{i=1}^{m} E_{\gamma_i} n_i \cdot 1{,}6\cdot 10^{-6}}{4\pi r^2}, \tag{4.22}$$

где φ_w — интенсивность излучения, эрг/(см^2·с); n_i — число фотонов данной энергии на один распад ядра, фотон/расп.; $1{,}6\cdot 10^{-6}$ — коэффициент перевода 1 МэВ в эрги, эрг/Мэв.

$$\dot{X} = \frac{\mathcal{A}\cdot 3{,}7\cdot 10^7 \sum_{i=1}^{m} E_{\gamma_i} n_i (\mu_{en_i})_m \cdot 1{,}6\cdot 10^{-6}\cdot 3600}{4\pi r^2 \cdot 87{,}3}, \tag{4.23}$$

где $\dot{X}$ — мощность экспозиционной дозы, Р/ч; 3600 — число секунд в 1 ч.

Подставляя значение (4.23) в формулу (4.16) (принимая $r = 1$ см), получаем выражение для определения гамма-постоянной Г во внесистемных единицах [Р·см²/(ч·мКи)]:

$$\Gamma = \dot{X}\frac{r^2}{\mathscr{A}} = \frac{3{,}7\cdot 10^7 \sum_{i=1}^{m} E_{\gamma_i} n_i (\mu_{en_i})_m \cdot 1{,}6\cdot 10^6 \cdot 3600}{4\pi \cdot 87{,}7} =$$

$$= 194{,}5 \sum_{i=1}^{m} E_{\gamma_i} n_i (\mu_{en_i})_m = \sum_{i=1}^{m} \Gamma_i^* n_i = \sum_{i=1}^{m} \Gamma_i, \qquad (4.24)$$

где Γ^*_i — нормализованная дифференциальная гамма-постоянная, рассчитанная для выхода 1 фотона на 1 распад, т. е. для $n_i = 1$; Γ_i — дифференциальная гамма-постоянная.

Гамма-постоянную в единицах СИ удобно определять через поглощенную дозу в воздухе, так как она справедлива для всех видов ионизирующего излучения и единица ее измерения имеет простое целочисленное соотношение с внесистемной единицей (1 Гр = 100 рад). С учетом этого гамма-постоянную в единицах СИ определяют следующим образом.

Гамма-постоянной радионуклида называется мощность поглощенной дозы в воздухе, создаваемая γ-излучением точечного изотропного радионуклидного источника активностью $\mathscr{A} = 1$ Бк на расстоянии $r = 1$ м от него без начальной фильтрации излучения.

Эту величину обозначают $\Gamma_{СИ}$ и измеряют в единицах аГр·м²/(с·Бк). Она выражается следующей формулой:

$$\Gamma_{СИ} = \frac{\sum_{i=1}^{m} E_{\gamma_i} n_i (\mu_{en_i})_m \cdot 1{,}6\cdot 10^{-13}\cdot 10^{18}}{4\pi \cdot 1} =$$

$$= 12\,750 \sum_{i=1}^{m} E_{\gamma_i} n_i (\mu_{en_i})_m = \sum_{i=1}^{m} \Gamma^*_{СИ_i} n_i = \sum_{i=1}^{m} \Gamma_{СИ_i}, \qquad (4.25)$$

где $1{,}6\cdot 10^{-13}$ — коэффициент перевода 1 МэВ в джоули, Дж/МэВ; E_{γ_i}, n_i, $(\mu_{en_i})_m$ — энергия, МэВ; выход фотонов, фотон/расп; и массовый коэффициент поглощения энергии, м²/кг, соответственно; $\Gamma^*_{СИ_i}$ — нормализованная дифференциальная гамма-постоянная; $\Gamma_{СИ_i}$ — дифференциальная гамма-постоянная; 10^{18} — коэффициент пересчета 1 Гр в аттогреи (табл. П.32).

Из выражений (4.24) и (4.25) определяем связь между гамма-постоянными:

$$\Gamma_{СИ}\left(\frac{\text{аГр}\cdot\text{м}^2}{\text{с}\cdot\text{Бк}}\right) = 6{,}555\Gamma\left(\frac{\text{Р}\cdot\text{см}^2}{\text{ч}\cdot\text{мКи}}\right), \qquad (4.26)$$

значения которых приведены в табл. П.23.

Если известна активность $\mathcal{A}$, Бк, точечного изотропного радионуклидного источника, то мощность поглощенной дозы в воздухе $\dot{D}$, аГр/с, на расстоянии r, м, от него можно рассчитать по формуле

$$\dot{D} = \mathcal{A}\Gamma_{СИ}/r^2. \tag{4.27}$$

Для перехода от мощности поглощенной дозы в воздухе $\dot{D}$, аГр/с, рассчитанной по формуле (4.15), к мощности эквивалентной дозы $\dot{H}$, аЗв/с, для γ-излучения можно использовать следующее соотношение:

$$\dot{H}/\dot{D} = (\mu_{en}^{тк})_m/(\mu_{en}^{в})_m, \tag{4.28}$$

где $(\mu_{en}^{тк})_m$, $(\mu_{en}^{в})_m$ — массовые коэффициенты поглощения энергии фотонов в ткани и воздухе соответственно.

Для энергии фотонов $E_\gamma = 0{,}08 \div 10$ МэВ отношение $(\mu_{en}^{тк})_m/(\mu_{en}^{в})_m = 1{,}09 \pm 0{,}02$. Тогда

$$\dot{H} = 1{,}09\dot{D} = 1{,}09\mathcal{A}\Gamma_{СИ}/r^2. \tag{4.29}$$

При необходимости расчетов экспозиционной дозы в единицах СИ можно определить подобно $\Gamma_{СИ}$, аГр·м^2/(с·Бк), гамма-постоянную по экспозиционной дозе в единицах СИ $\Gamma_{СИ_{экс}}$, аКл·м^2/(кг·с·Бк), при этом

$$\Gamma_{СИ_{экс}}\left(\frac{\text{аКл}\cdot\text{м}^2}{\text{кг}\cdot\text{с}\cdot\text{Бк}}\right) = 0{,}1939\Gamma\left(\frac{\text{Р}\cdot\text{см}^2}{\text{ч}\cdot\text{мКи}}\right). \tag{4.30}$$

Керма-постоянной Γ_δ, Гр·м^2/(с·Бк), называется отношение мощности воздушной кермы $\dot{K}_\delta$, создаваемой фотонами с энергией больше заданного порогового значения δ от точечного изотропно-излучающего источника данного радионуклида, находящегося в вакууме, на расстоянии l от источника, умноженной на квадрат этого расстояния, к активности $\mathcal{A}$ источника:

$$\Gamma_\delta = \dot{K}_\delta l^2/\mathcal{A}. \tag{4.31}$$

4.4. РАДИЕВЫЙ ГАММА-ЭКВИВАЛЕНТ. КЕРМА-ЭКВИВАЛЕНТ

Ионизационное действие γ-излучения любых радиоактивных препаратов оценивают сравнением с радиевым эталонным источником при одинаковых условиях измерения. Так появилась величина, называемая *гамма-эквивалентом* (радиевый гамма-эквивалент), которая измеряется в миллиграмм-эквивалентах радия (мг-экв Ra) или грамм-эквивалентах радия (г-экВ Ra). Гамма-эквивалент — нестандартизованная, но широко используемая на практике величина.

Экспериментально установлено, что точечный источник Ra активностью 1 мКи, находящийся в равновесии со всеми продуктами распада, с фильтром из платины толщиной 0,5 мм создает на расстоянии 1 см мощность экспозиционной дозы, равную 8,4 Р/ч. (Более точное измерение значения Γ_{Ra} государственного эталона показало, что оно равно 8,25 Р/ч.) Значение гамма-постоянной Ra $\Gamma_{Ra}=8{,}4$ Р·см²/(ч·мКи) принимается за эталон для сравнения мощности дозы от источников γ-излучения, имеющих различные гамма-постоянные.

Миллиграмм-эквивалент радия (мг-экв Ra) — единица гамма-эквивалента радиоактивного препарата, γ-излучение которого при данной фильтрации и тождественных условиях измерения создает такую же мощность экспозиционной дозы, как и γ-излучение 1 мг государственного эталона радия в равновесии с основными дочерними продуктами распада при платиновом фильтре толщиной 0,5 мм.

Если источник γ-излучения активностью $\mathcal{A}=1$ мКи (при отсутствии фильтрации) создает мощность экспозиционной дозы, равную 8,4 Р/ч [т. е. $\Gamma=8{,}4$ Р·см²/(ч·мКи)], на расстоянии 1 см от точечного источника, гамма-эквивалент M будет равен 1 мг-экв Ra, т. е.

$$M = \Gamma\mathcal{A}/8{,}4. \tag{4.32}$$

Пример 3.

Определим гамма-постоянную ^{60}Co и его активность, которая была бы эквивалентна по создаваемой мощности экспозиционной дозе 1 мКи Ra.

При распаде ядра ^{60}Co испускаются два фотона с энергией $E_{\gamma_1}=1{,}17$ МэВ и $E_{\gamma_2}=1{,}33$ МэВ. Для фотонов с энергией $E_{\gamma_1}=1{,}17$ МэВ гамма-постоянная будет равна $\Gamma_1=6{,}2$ Р·см²/(ч·мКи), а для фотонов с энергией $E_{\gamma_2}=1{,}33$ МэВ $\Gamma_2=6{,}7$ Р·см²/(ч·мКи). Суммарная $\Gamma=\Gamma_1+\Gamma_2=6{,}2+6{,}7=12{,}9$ Р·см²/(ч·мКи).

Из сравнения гамма-постоянных ^{60}Co и ^{226}Ra устанавливаем, что

$$\Gamma_{Co}/\Gamma_{Ra} = 12{,}9/8{,}4 = 1{,}54,$$

т. е. 1 мКи ^{60}Co создает мощность экспозиционной дозы излучения, в 1,54 раза большую, чем 1 мКи (или 1 мг) Ra. Следовательно, 1 мКи ^{60}Co по создаваемой мощности экспозиционной дозы излучения является эквивалентным 1,54 мКи, или фотоны, испускаемые ^{60}Co активностью 0,65 мКи, создают такую же мощность экспозиционной дозы, как и фотоны 1 мКи Ra. Следовательно, гамма-эквивалент активности 0,65 мКи ^{60}Co равен 1 мг-экв Ra.

Пример 4. Определить гамма-эквивалент, соответствующий активности ^{24}Na $\mathcal{A}=6$ мКи, если гамма-постоянная ^{24}Na равна 18,13 Р·см²/(ч·мКи).

Решение. По формуле (4.32) определяем

$$M = \mathcal{A}\Gamma/8{,}4 = 6 \cdot 18{,}13/8{,}4 = 12{,}95 \text{ мг-экв Ra}.$$

Связь между мощностью экспозиционной дозы излучения $\dot{X}$, мР/ч, и гамма-эквивалентом M, мг-экв Ra точечного источника, на расстоянии r, см, может быть выражена следующим образом:

$$\dot{X} = M \cdot 8{,}4 \cdot 10^3/r^2. \tag{4.33}$$

Связь между активностью $\mathcal{A}$, мКи, и мощностью экспозиционной дозы $\dot{X}$, мР/ч, может быть представлена следующей формулой:

$$\dot{X} = \mathcal{A}\Gamma \cdot 10^3 / r^2. \qquad (4.34)$$

Пример 5. Определить экспозиционную дозу, создаваемую препаратом в 20 г-экв Ra за 30 мин на расстоянии 1 м.

Решение. По формуле (4.33) определяем

$$X = \frac{M \cdot 8{,}4}{r^2} t = \frac{20 \cdot 1000 \cdot 8{,}4}{100^2} \frac{1}{2} = 8{,}4 \text{ Р}.$$

Пример 6. Определить мощность экспозиционной дозы, создаваемую источником ^{60}Co активностью 900 мКи на расстоянии 0,5 м от препарата.

Решение. По формуле (4.34) определяем

$$\dot{X} = \mathcal{A}\Gamma \cdot 10^3 / r^2 = \frac{900 \cdot 12{,}9 \cdot 10^3}{0{,}25 \cdot 10^4} = 4640 \text{ мР/ч}.$$

Гамма-эквивалент M, мг-экв Ra, радионуклидного источника активностью $\mathcal{A}$, Бк, может быть рассчитан с использованием гамма-постоянной Гси по формуле

$$M = \mathcal{A}\Gamma_{\text{СИ}} / (3{,}7 \cdot 10^7 \cdot 55{,}3), \qquad (4.35)$$

где $3{,}7 \cdot 10^7$ — активность в беккерелях источника с гамма-эквивалентом 1 мг-экв Ra (1 мг радия соответствует $3{,}7 \cdot 10^7$ Бк); 55,3 аГр·м^2/(с·Бк) — гамма-постоянная радия в равновесии с основными дочерними продуктами распада после платинового фильтра толщиной 0,5 мм.

Тогда мощность поглощенной дозы в воздухе $\dot{D}$, аГр/с, точечного изотропного источника с гамма-эквивалентом M, мг-экв Ra, на расстоянии r, м, от него можно рассчитать по формуле

$$\dot{D} = 3{,}7 \cdot 10^7 \; M \cdot 55{,}3 / r^2. \qquad (4.36)$$

Пример 7. Определить мощность поглощенной дозы в воздухе, создаваемую препаратом в 20 г-экв Ra на расстоянии 1 м.

Решение. По формуле (4.36) определяем

$$\dot{D} = \frac{3{,}7 \cdot 10^7 \, M \cdot 55{,}3}{r^2} = \frac{3{,}7 \cdot 10^7 \cdot 20 \cdot 10^3 \cdot 55{,}3}{1^2} = 4092 \cdot 10^3 \text{ аГр/с}.$$

Керма-эквивалентом источника K_e, Гр·м^2/с, называется мощность воздушной кермы $\dot{K}_\delta$ фотонного излучения с энергией фотонов больше заданного порогового значения δ точечного изотропно-излучающего источника, находящегося в вакууме, на расстоянии l от источника, умноженная на квадрат этого расстояния:

$$K_e = \dot{K}_\delta l^2. \qquad (4.37)$$

Глава 5

ИОНИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЙ. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СЧЕТЧИКИ

Ионизационный метод регистрации излучений основан на ионизирующем действии излучений.

Под действием любого ионизирующего излучения в веществе (газе) из нейтральных атомов или молекул образуются ионы — частицы, несущие положительные или отрицательные электрические заряды. Положительные ионы возникают в результате отрыва от атома, молекулы или группы молекул одного или нескольких внешних электронов. Такие электроны в зависимости от рода газа либо остаются свободными, либо присоединяются к нейтральным частицам газа, образуя отрицательные ионы. В обычных условиях образовавшиеся ионы существуют недолго, они рекомбинируют, т. е. вновь соединяются в нейтральные атомы и молекулы.

Наиболее подвижны ионы в газе. В электрическом поле они довольно быстро перемещаются к соответствующим электродам, вследствие чего рекомбинация незначительна. В отсутствие источника излучения проводимость газа настолько мала, что практически ею можно пренебречь.

При работе с различными радиоактивными источниками приходится измерять силу ионизационного тока от 10^{-16} до 10^{-11} А. Такие незначительные токи измерить даже самыми чувствительными гальванометрами не представляется возможным. Ионизационные токи менее 10^{-11} А измеряют методом зарядки или разрядки известной емкости; методом компенсации и методом постоянного отклонения.

Для измерений во всех случаях применяют ионизационные камеры или счетчик и регистрирующую схему, содержащую чувствительный прибор.

5.1. ИОНИЗАЦИОННАЯ КАМЕРА

Ионизационная камера (рис. 5.1) представляет собой конденсатор, состоящий из электродов *1* и *2*, между которыми находится газ. Электрическое поле между электродами создается от внешне-

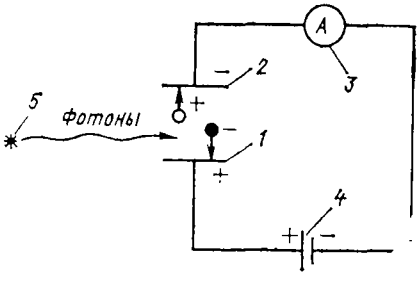


Рис 5 1

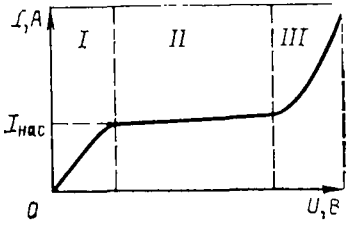


Рис. 5.2

го источника *4*. В отсутствие радиоактивного источника *5* ионизация в камере не происходит и прибор, служащий для измерения тока, показывает нуль. Под действием ионизирующего излучения в газе камеры возникают положительные и отрицательные ионы. Под действием электрического поля на хаотическое движение ионов накладывается движение дрейфа: отрицательные ионы движутся к положительно заряженному электроду, положительные — к отрицательно заряженному электроду. В цепи возникает ток, который регистрируется измерительным прибором *3*.

Если приложенную к цепи разность потенциалов постепенно увеличивать, начиная с нуля, при постоянной интенсивности излучения, то оказывается, что ток в цепи вначале увеличивается пропорционально приложенной разности потенциалов (рис. 5.2, область *I*), а затем его увеличение замедляется до тех пор, пока он не становится постоянным по величине, несмотря на увеличение разности потенциалов (область *II*). При очень больших разностях потенциалов ток снова возрастает, пока не наступит пробой (область *III*).

Полученную зависимость ионизационного тока от напряжения называют *вольт-амперной характеристикой* ионизационной камеры. Физические явления, происходящие в ионизационной камере, можно объяснить следующим образом.

Ионизационный ток определяется суммарным электрическим зарядом ионов, достигших соответствующих электродов в течение 1 с. В слабом электрическом поле (область *I*) только часть образовавшихся ионов может попасть на электроды. Бо́льшая же часть ионов с разными знаками рекомбинирует друг с другом, т. е. заряды их нейтрализуются, прежде чем они достигают электродов.

В более сильном электрическом поле (область *II*) скорость движения ионов возрастает, а вероятность рекомбинации уменьшается до нуля и все ионы, образующиеся в газе, попадают на электроды. При этом ионизационный ток возрастает и достигает значения насыщения $I_{\text{нас}}$. Ионизационные камеры обычно работают в режиме тока насыщения. По току насыщения можно определить интенсивность излучения и активность радиоактивного вещества.

Ионизацию можно разделить на два вида: объемную и колонную. Объемная ионизация, более или менее равномерная по всему объему газа, происходит под действием рентгеновского, γ- и β-излучений при давлении порядка 10^2 кПа. Колонная ионизация наблюдается при прохождении через газ α-частиц и протонов, а также при ионизации рентгеновским, γ- и β-излучениями при давлении порядка нескольких сот килопаскалей.

На области *III* газового разряда более подробно остановимся в разд. 5.7.

Рассмотрим количественную характеристику ионизационной камеры. Обозначим: N — число пар ионов, образующихся ежесекундно в единице объема газа (ионизация); n_i — число ионов каждого знака, уже существующих в том же объеме газа; e — за-

ряд пона; I — ионизационный ток; α — коэффициент рекомбинации ионов; V_i — ионизационный объем газа.

Уравнение ионного режима, или изменение числа пар ионов со временем, будет иметь следующий вид:

$$\frac{dn_1}{dt} = N - \alpha n_1^2 - \frac{I}{V_i e}. \qquad (5.1)$$

Из ежесекундно образующегося в единице объема числа пар ионов N часть уходит на рекомбинацию, а другая часть отводится на электроды (диффузия ионов в газе не рассматривается из-за незначительности ее по сравнению с другими процессами), что учитывается соответствующими членами в правой части уравнения (5.1) αn^2_1 и $I/V_i e$.

При установившемся режиме $dn_1/dt=0$; тогда $I=V_i e(N-\alpha n^2_1)$. Если электрическое поле отсутствует, то $I=0$ и $N=\alpha n^2_1$. Отсюда концентрация существующих пар ионов будет иметь максимальное значение $n_1=\sqrt{N/\alpha}$.

С возрастанием разности потенциалов на электродах рекомбинация ионов уменьшается и сила тока возрастает ($I>0$). Следовательно, $N-\alpha^2 n_1>0$, или $N>\alpha^2 n_1$, т. е. концентрация существующих ионов убывает вследствие их отвода на электроды. Когда ионизационный ток равен току насыщения $I=I_{нас}$, рекомбинация будет равна нулю.

Тогда

$$I = I_{нас} = V_i e N, \qquad (5.2)$$

т. е. ток насыщения $I_{нас}$ не зависит от разности потенциалов между электродами, а пропорционален объему V_i, в котором происходит ионизация, и числу пар ионов, образующихся в единицу времени $N=\dot{X}/W$ (где $\dot{X}$ — мощность экспозиционной дозы). Подставив это значение в выражение (5.2), получим

$$I_{нас} = V_i e \dot{X}/W. \qquad (5.3)$$

Так как доза облучения $X=\dot{X}t$, то, умножая обе части выражения (5.3) на время t, получаем $I_{нас}t=V_i e X/W$, $I_{нас}t=q$, где q — собираемый заряд:

$$q = V_i e X/W. \qquad (5.4)$$

Из соотношений (5.3) и (5.4) следует, что ток насыщения прямо пропорционален мощности экспозиционной дозы, а заряд — экспозиционной дозе.

Если обозначить емкость ионизационной камеры C, потенциал, сообщенный камере, U_1, заряд будет равен $q_1=CU_1$. В результате облучения камеры потенциал уменьшится и станет равным U_2. Потенциалу U_2 соответствует заряд $q_2=CU_2$. Уменьшение заряда на электродах будет равно

$$q_1 - q_2 = C(U_1 - U_2). \qquad (5.5)$$

Из рассмотрения выражений (5.4) и (5.5) видно, что измерение экспозиционной дозы облучения сводится к измерению падения напряжения на электродах камеры. Изменяя размеры камеры и разность потенциалов на ее электродах, можно измерять различные экспозиционные дозы.

Условия обеспечения степени насыщения $I/I_{\text{нас}}$ (при объемной ионизации) в зависимости от числа пар ионов N, ежесекундно образующихся в единице объема газа, разности потенциалов U, приложенной к конденсатору, и расстояния между электродами плоской ионизационной камеры d выражаются следующей формулой:

$$\frac{I}{I_{\text{нас}}} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \frac{2}{3}\left(\sqrt{\frac{\alpha}{ek_1k_2}}\,\frac{d^2\sqrt{Ne}}{U}\right)^2}}. \qquad (5.6)$$

Здесь k_1, k_2 — подвижность положительных и отрицательных ионов соответственно [подвижность — скорость перемещения заряженной частицы под действием электрического поля, рассчитанная на единичную напряженность поля, т. е. $k = v/\bar{E}$, см^2/(В·с)]. Для воздуха $\sqrt{\frac{\alpha}{ek_1k_2}} = 19{,}4$.

Из формулы (5.6) видно, что степень насыщения будет одинакова, если

$$d^2\sqrt{N}/U = \text{const}. \qquad (5.7)$$

Если условие (5.7) выполняется, то степень насыщения при различных значениях d зависит от разности потенциалов U, которая, в свою очередь, пропорциональна $d^2\sqrt{N}$, т. е.

$$U \sim d^2\sqrt{N}\,. \qquad (5.8)$$

При неизменном расстоянии между электродами

$$U \sim \sqrt{N}\,. \qquad (5.9)$$

Из сравнения выражений (4.21), (5.2), (5.9) и (5.16) видно, что число пар ионов, которое образуется ежесекундно в 1 см^3 газа, заполняющего ионизационную камеру, пропорционально интенсивности излучения ($N \sim \varphi_a$). Тогда для данной ионизационной камеры напряжение насыщения $U_{\text{нас}}$, соответствующее степени насыщения, увеличивается с ростом интенсивности излучения φ_a. При этом (рис. 5.3) уменьшается протяженность горизонтального участка, соответствующего току насыщения.

Зависимость тока насыщения от давления газа в ионизационной камере показана на рис. 5.4. С увеличением давления газа в камере при постоянной интенсивности излучения возрастает число пар ионов, образующихся ежесекундно в единице объема газа, в результате увеличения плотности газа. При небольшом увеличении давления наблюдается пропорциональное возрастание тока

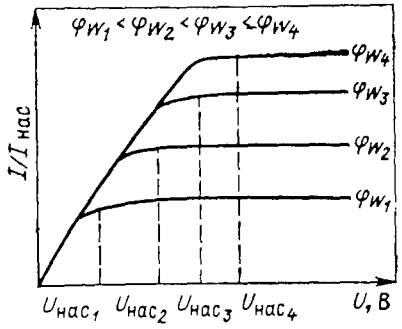


Рис 5 3

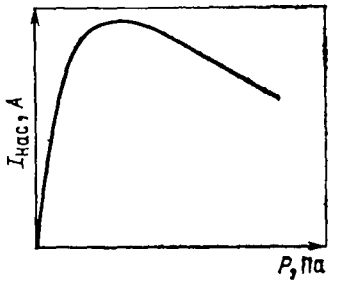


Рис 5 4

насыщения. При давлении в несколько десятков паскалей зависимость ионизации от давления переходит от линейной к степенной, достигая максимального значения. С дальнейшим увеличением давления ток насыщения снижается вследствие рекомбинации ионов. Следует отметить, что напряжение, соответствующее току насыщения, с возрастанием давления увеличивается.

Ионизационные камеры в зависимости от назначения можно разделить на две группы.

1. *Импульсные,* предназначенные для измерения числа частиц и их энергии регистрацией импульсов тока, возникающих в камере при прохождении через нее заряженных частиц.

2. *Интегрирующие,* предназначенные для измерения ионизационного тока, возникающего при прохождении через камеру потока частиц за некоторый, но не слишком малый, интервал времени.

Основное различие между импульсными и интегрирующими ионизационными камерами состоит в разном значении постоянной времени *RC*-контура, в состав которого входят камера и радиометрическое устройство.

Ионизационными камерами можно измерить отношение или разность двух ионизационных токов. Такие камеры называются *дифференциальными.* Дифференциальная камера состоит из двух ионизационных камер с общим собирающим (центральным) электродом.

По конструктивному оформлению ионизационные камеры можно разделить на три класса.

1. Камеры, в измерительном объеме которых ионизация возникает за счет частиц от источника, расположенного внутри самой камеры, называются *камерами с внутренним расположением источника.* Их используют для измерения ионизации от α-частиц или нейтронов.

2. Камеры, в измерительном объеме которых ионизация производится в меньшей степени частицами, возникающими в измерительном объеме, и в большей степени частицами, выбитыми из стенок камеры, называются *стеночными.* Малые стеночные камеры

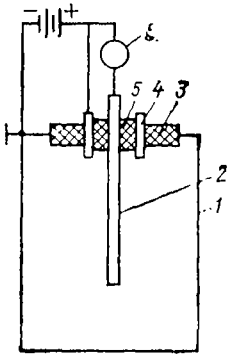


Рис 5.5

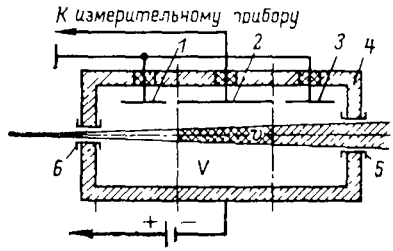


Рис. 5 6

известны под названием *наперстковых*. Они применяются для измерения ионизации от γ-, β- и нейтронных потоков.

3. Камеры, в измерительном объеме которых ионизация создается не только частицами, образующимися в измерительном объеме, но и частицами, поступающими в измерительную среду из окружающего газа, называются камерами со свободным газом, а иногда *диафрагмовыми*, или *нормальными, камерами*. Они служат для абсолютных измерений экспозиционной дозы рентгеновского и γ-излучений.

Из весьма разнообразных форм стеночных камер наиболее часто встречаются цилиндрические камеры (рис. 5.5), которые применяют главным образом для измерения γ-излучения.

Цилиндрическая ионизационная камера состоит из осиовного цилиндрического электрода *1* и центрального электрода *2*, закрепленного на изоляторах *3* и *5* по оси цилиндра. Центральный электрод является собирающим; на него подается высокое напряжение со знаком плюс, а цилиндрический электрод заземляется.

Цилиндрический электрод, являющийся стенками ионизационной камеры, выполняется из воздухоэквивалентного материала (бакелит, плексиглас и т. п.), чтобы избежать хода с жесткостью [*ходом с жесткостью* ионизационной камеры принято называть зависимость ее чувствительности ($I_н/\dot{X}_в$ — отношение тока насыщения к мощности экспозиционной дозы в воздухе) от энергии γ-излучения]; центральный электрод — из токопроводящего материала. Изоляторы изготовляют из материалов с большим электрическим сопротивлением (изолятор *5* — из янтаря, полистирола, изолятор *3* — из текстолита, гетинакса).

Для устранения тока утечки между электродами часто применяют охранные кольца *4*. Высокая разность потенциалов приложена между охранным кольцом *4* и цилиндрическим электродом *1*. Разность потенциалов между охранным кольцом *4* и электродом *2*, соединенным с измерительным прибором *6*, очень мала, и бо́льшая часть тока утечки уходит мимо прибора.

Нормальные ионизационные камеры бывают плоские и цилиндрические. Рассмотрим схему цилиндрической камеры (рис. 5.6).

Нормальная камера состоит из двух защитных электродов *1*, *3*, измерительного электрода *2*, корпуса *4*, входной *6* и выходной *5* диафрагм. Защитные электроды предназначены для обеспечения равномерности электрического поля в измерительном объеме V и для отвода вторичных электронов, выбитых из стенок входной и выходной диафрагм, с тем чтобы они не были источниками дополнительной ионизации в измерительном объеме. Корпус камеры выполняется из латуни, снаружи обшивается свинцом, изнутри — алюминием. Диафрагмы чаще всего выполняются из платины. Отверстие диафрагмы закрыто тонким целлулоидом для предотвращения попадания посторонних частиц внутрь объема камеры.

Пучок ионизирующего излучения направляется по оси камеры. Измерительный объем камеры определяется сечением входной диафрагмы и длиной измерительного электрода.

Зная объем, в котором поглощается первичное излучение, и ионизационный ток, можно определить абсолютное значение экспозиционной дозы.

Нормальные ионизационные камеры применяют для градуировки стеночных ионизационных камер.

5.2. ЭЛЕКТРОННОЕ РАВНОВЕСИЕ. ТЕОРИЯ ГРЕЯ

В результате взаимодействия первичного γ-излучения с ионизационной камерой вторичные электроны образуются: в стенках камеры; в наполняющем ее газе; в среде, окружающей камеру (если стенки камеры очень тонки). Кроме того, некоторая часть электронов образуется вторичным рассеянным γ-излучением.

Определить долю ионизации от каждой группы вторичных электронов практически невозможно, так как это распределение зависит от многих факторов: материала и толщины стенки камеры, ее формы, давления, температуры и природы наполняющего газа, спектрального состава излучения. Отсюда видно, насколько сложно определить величину ионизации в камере. Применяющиеся на практике ионизационные камеры можно рассчитать только при определенных условиях и с известными ограничениями.

5.2.1. Электронное равновесие

Рассмотрим сферический объем воздуха V_r радиуса r, облучаемый произвольным потоком γ-излучения (рис. 5.7). Часть созданных фотонами электронов поглотится в пределах объема V_r, часть электронов выйдет за пределы этого объема. В объем V_r могут также попасть электроны из всего объема V_R, радиус которого R равен пробегу наиболее быстрых электронов. Энергия, поглощенная в объеме V_r, равна разности между суммарной энергией всех частиц и фотонов, входящих в данный объем, и суммарной энергией всех частиц и фотонов, покидающих этот объем:

$$\Delta E = (E_\gamma + E_e) - (E'_\gamma + E'_e). \qquad (5.10а)$$

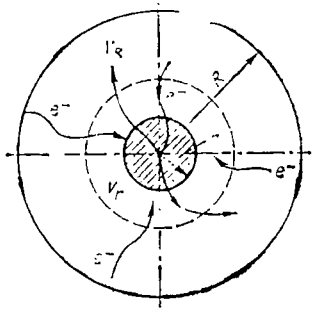


Рис 5 7

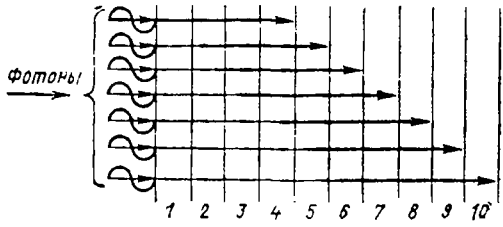


Рис 5 8

Входящие в объем фотоны преобразуют свою энергию в кинетическую энергию электронов $E_к$ и рассеянных фотонов E'_γ (учитывают только те электроны, которые способны производить ионизацию, энергией низкоэнергетических электронов пренебрегают):

$$E_\gamma = E_к + E'_\gamma. \qquad (5.10б)$$

Подставляя выражение (5.10б) в (5.10а), получаем

$$\Delta E = (E_к + E_e) - E'_e \qquad (5.10в)$$

(предполагается, что рассеянные фотоны, образовавшиеся в объеме V_r или поступившие в него, выходят за его пределы, не создавая электронов, способных произвести ионизацию в этом объеме). Из соотношения (5.10в) следует, что поглощенная энергия излучения равна разности между суммарной кинетической энергией всех возникающих в объеме V_r и входящих в него электронов и суммарной энергией электронов, выходящих из этого объема. Следовательно, поглощенная энергия излучения в общем случае не равна кинетической энергии электронов, освобожденных фотонами в пределах данного объема.

Равенство поглощенной в некотором объеме вещества энергии излучения и энергии, преобразованной в кинетическую энергию электронов в том же объеме, будет только в том случае, когда удовлетворяются следующие условия электронного равновесия:

1) интенсивность и спектральный состав γ-излучения постоянны во всем объеме V_R;

2) $r \ll R$;

3) учитывают только те электроны, которые имеют одинаковый пробег, равный R.

Тогда неполное поглощение энергии электронов, созданных в избранном объеме V_r, компенсируется поглощением в этом объеме части энергии электронов, образующихся в пределах объема V_R. При наличии такой компенсации можно считать, что поглощенная энергия излучения в некотором объеме среды равна суммарной кинетической энергии ионизирующих частиц, созданных

в этом же объеме, т. е. соблюдаются условия электронного равновесия и

$$\Delta E = E_{к}. \tag{5.11а}$$

Подставляя выражение (5.11а) в (5.10в), получаем

$$E_{в} = E'_{в}. \tag{5.11б}$$

Следовательно, при наличии электронного равновесия суммарная кинетическая энергия всех электронов, входящих в рассматриваемый объем, равна суммарной кинетической энергии электронов, покидающих этот объем.

Заметим, что третье условие об одинаковости пробегов не меняет существа рассмотрения задачи, так как длина пробега взята произвольно; первое и второе условия должны строго выполняться.

При соблюдении электронного равновесия равенство коэффициентов поглощения энергии для двух веществ означает, что при тождественных условиях облучения величины поглощенной энергии излучения на единицу массы в обоих веществах равны между собой.

Сущность электронного равновесия можно пояснить на примере ионизационной камеры. Предположим, что фотоны поступают на стенку ионизационной камеры (рис. 5.8). Толщину стенки мысленно разделим на 10 слоев равной толщины. Пусть интенсивность излучения по толщине стенки не изменяется. Стрелки на рисунке изображают в определенном масштабе энергию, переданную от фотонов электронам, а также пробег электронов. Положим, пробег электронов равен толщине четырех слоев, и кинетическая энергия электронов, образовавшихся в каждом слое, равна $4\Delta E$, где ΔE — энергия, поглощенная в каждом слое. Как видно из рисунка, электронное равновесие будет обеспечено, если толщина стенки камеры равна пробегу вторичных электронов (или больше его), возникших в материале стенки камеры.

5.2.2. Теория Грея

Брэгг установил соотношение между ионизацией в камере, создаваемой γ-излучением, и электронной тормозной способностью материала стенок. Позднее Грей рассмотрел случай твердой среды, пересекаемой вторичными электронами, и показал, что введение в эту среду небольшой наполненной газом полости не искажает углового и энергетического распределений вторичных электронов в месте расположения полости. При выводе теоретических соотношений он сделал ряд допущений.

1. Интенсивность первичного излучения постоянна в твердом теле и газовой полости.

2. Размеры газовой полости должны быть значительно меньше пробега вторичных электронов в газе. Следовательно, вклад в пол-

ную ионизацию от поглощения γ-излучения в газовой полости будет незначителен.

3. Включение малой полости в большой объем твердого тела не изменяет пространственного и энергетического распределения вторичных электронов.

4. Газовая полость для достижения в ней электронного равновесия должна быть окружена слоем твердого вещества, толщина которого равна максимальному пробегу вторичных электронов.

Электронное равновесие в газовой полости камеры будет обеспечено, если уменьшение ионизации в ней за счет выхода электронов из рассматриваемого объема (слоя) компенсируется увеличением ионизации, обусловленным вторичными электронами, выбитыми из стенки камеры.

Отношение энергетических потерь электрона, прошедшего в стенке камеры расстояние, соответствующее единице массы вещества при площади 1 см², ΔE_Z к аналогичной потере энергии электрона в газе $\Delta E_в$ равно отношению массовых тормозных способностей данного вещества $(S_m)_Z$ и газа $(S_m)_в$, например воздуха:

$$\Delta E_Z/\Delta E_в = (S_m)_Z/(S_m)_в. \qquad (5.12)$$

Если $N_в$ — число пар ионов, образованных в единице массы газа, W — средняя энергия образования пары ионов в газе, то

$$\Delta E_в = N_в W, \qquad (5.13а)$$

а

$$\Delta E_Z = N_в W \frac{(S_m)_Z}{(S_m)_в} = kN_в W. \qquad (5.14а)$$

Формула (5.14а) носит название формулы Брэгга — Грея. Измерив $N_в$ и зная W и отношение тормозных способностей k, можно определить экспозиционную дозу.

При электронном равновесии справедливо соотношение

$$\Delta E_в = \frac{\mu_{en}^{в}}{\mu_{en}^{Z}} \Delta E_Z, \qquad (5.13б)$$

где $\mu_{en}^{в}$, μ_{en}^{Z} — линейный коэффициент поглощения энергии в воздухе и в веществе Z соответственно.

Среднее отношение тормозных способностей можно выразить через линейные тормозные способности, рассчитанные на электрон, S_Z^e и $S_в^e$, тогда

$$k = \frac{S_Z^e n_Z \rho_Z}{S_в^e n_в \rho_в}. \qquad (5.13в)$$

По формуле Брэгга — Грея

$$\Delta E_Z = kWN_в = \frac{S_Z^e n_Z \rho_Z}{S_в^e n_в \rho_в} WN_в. \qquad (5.14б)$$

Подставляя выражение (5.14б) в (5.13б), получаем

$$\Delta E_в = \frac{\mu_{en}^в S_Z^e n_Z \rho_Z}{\mu_{en}^Z S_в^e n_в \rho_в} WN_в. \qquad (5.13г)$$

Коэффициент поглощения энергии также можно рассчитать на электрои:

$$\mu_{en}^в = \mu_{en}^{в(e)} n_в \rho_в; \qquad \mu_{en}^Z = \mu_{en}^{Z(e)} n_Z \rho_Z.$$

Учитывая, что $I_0 = N_в eV$, и подставляя значения коэффициентов поглощения в (5.13г), получаем

$$\Delta E_в = \frac{\mu_{en}^{в(e)}}{\mu_{en}^{Z(e)}} \frac{S_Z^e}{S_в^e} \frac{W}{eV} I_0. \qquad (5.13д)$$

Мощность экспозиционной дозы в воздухе равна $\dot{X} = a\Delta E_в$, где коэффициент a учитывает размерность. Следовательно,

$$\dot{X}_в = a \frac{\mu_{en}^{в(e)}}{\mu_{en}^{Z(e)}} \frac{S_Z^e}{S_в^e} \frac{W}{eV} I_0.$$

Отсюда чувствительность камеры по мощности дозы будет

$$\frac{I_0}{\dot{X}_в} = \frac{eV}{aW} \cdot \frac{\mu_{en}^{Z(e)}}{\mu_{en}^{в(e)}} \frac{S_в^e}{S_Z^e}. \qquad (5.14в)$$

Камерой можно пользоваться, если в определенных пределах считать ее чувствительность не зависящей от энергии излучения. Для камер с твердыми воздухоэквивалентными стенками при $Z_{эф}^{ст} = Z_{эф}^в$

$$\mu_{en}^{Z(e)}/\mu_{en}^{в(e)} \approx 1; \qquad S_Z^e/S_в^e = 1; \qquad (5.14г)$$

тогда

$$i_0/\dot{X}_в = eV/aW. \qquad (5.14д)$$

Коэффициент a определяется из условия, что при мощности экспозиционной дозы $\dot{X}_в = 2{,}58 \cdot 10^{-4}$ Кл/(кг·с) заряд, образующийся в 1 см³ воздуха в секуиду, равен $3{,}33 \cdot 10^{-10}$ Кл/(с·см³).

5.3. ВЛИЯНИЕ АТОМНОГО НОМЕРА МАТЕРИАЛА СТЕНОК НА ИОНИЗАЦИЮ

Для выяснения вопроса о влиянии атомного номера материала стенок камеры на результат измерения ионизации из выражения (5.14а) определяем

$$N_{\text{в}} = \Delta E_Z/(W \cdot k),$$

но поглощенная энергия ΔE_Z в единицу времени связана с интенсивностью падающего излучения φ_w следующим образом:

$$\Delta E_Z = \varphi_w \mu_{\text{en}}^{Z}, \qquad (5.15\text{а})$$

где μ_{en}^{Z} — коэффициент поглощения энергии в материале стенки, равный $\tau + \sigma_{\text{пк}}$; τ и $\sigma_{\text{пк}}$ — коэффициенты фотопоглощения и некогерентного поглощения. Коэффициент поглощения при процессе образования пар $\varkappa$ не учитывается, так как энергии излучения естественных и искусственных радионуклидов в основном находятся в диапазоне, где процесс образования пар или отсутствует, или дает незначительный вклад.

Подставляя в выражение (5.14а) значение ΔE_Z из (5.15а) и k из (5.13в), получаем

$$N_{\text{в}} = \varphi_w \mu_{\text{en}}^{Z(e)} n_{\text{в}} \rho_{\text{в}}/W.$$

Если две одинаковые ионизационные камеры, стенки которых изготовлены из разных материалов с атомными номерами Z_1 и Z_2, облучить потоком γ-излучения с одинаковой интенсивностью φ_w, то получим определенное число пар ионов N_{Z_1} и N_{Z_2}, ежесекундно образующихся в 1 см^3 каждой камеры.

Взяв отношение N_{Z_1} и N_{Z_2}, получим

$$\frac{N_{Z_1}}{N_{Z_2}} = \frac{\varphi_w \dfrac{\mu_{\text{en}}^{Z_1(e)}}{W} n_{\text{в}} \rho_{\text{в}}}{\varphi_w \dfrac{\mu_{\text{en}}^{Z_2(e)}}{W} n_{\text{в}} \rho_{\text{в}}} = \frac{\mu_{\text{en}}^{Z_1(e)}}{\mu_{\text{en}}^{Z_2(e)}}. \qquad (5.15\text{б})$$

Коэффициент поглощения энергии μ_{en}, как известно, выражается через степенную зависимость от атомного номера элемента Z. Поэтому при измерении ионизации в области, где энергия γ-излучения выше нескольких сот килоэлектрон-вольт (область некогерентного рассеяния; рис. 5.9, область *II*), отношение N_{Z_1}/N_{Z_2} близко к единице (так как $\sigma_{\text{пк}}$ не зависит от Z). С уменьшением энергии γ-излучения постепенно начинает сказываться влияние фотопоглощения (вначале в веществе с большим атомным номером, например Z_1), и поэтому отношение N_{Z_1}/N_{Z_2} начинает увеличиваться (рис. 5.9, область *I*), так как τ пропорционален Z^3. При значительном уменьшении энергии излучения вторичные электроны, образующиеся в стенке камеры, имеют небольшую энергию, поэтому они быстро поглощаются. Это приводит к уменьшению N_{Z_1}/N_{Z_2}.

В области бо́льших энергий γ-излучений отношение N_{Z_1}/N_{Z_2} снова будет зависеть от Z из-за влияния процесса образования пар (так как $\varkappa$ пропорционален Z^2/A) и отношение N_{Z_1}/N_{Z_2} будет снова возрастать (рис. 5.9, область *III*).

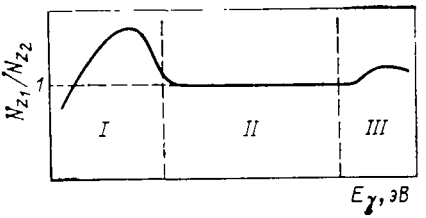


Рис. 5.9

Полученная зависимость ионизации от энергии падающего излучения обычно свидетельствует о том, что кривая $N_{Z_1}/N_{Z_2} = f(E_\gamma)$ имеет ход с жесткостью для ионизационных камер со стенками из вещества с атомным номером Z.

Можно показать, что при изменении энергии γ-излучения мощность экспозиционной дозы, измеренная в воздухе, будет пропорциональна ионизации в полости камеры и будет зависеть также от материала стенок камеры.

5.4. КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ МОЩНОСТЬЮ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ И ТОКОМ НАСЫЩЕНИЯ

Из определения единицы экспозиционной дозы излучения — рентгена — следует, что при мощности дозы 1 Р/с в 1 см³ воздуха образуется $3{,}33 \cdot 10^{-10}$ Кл/с. Следовательно, ток насыщения в зависимости от мощности экспозиционной дозы можно определить следующим образом:

$$I_{\text{нас}} = 3{,}33 \cdot 10^{-10} \dot{X}_{\text{в}} V_i, \text{ А}, \qquad (5.16)$$

где $\dot{X}_{\text{в}}$ — мощность экспозиционной дозы в воздухе, Р/с; V_i — ионизационный объем воздуха, см³.

Отсюда

$$\dot{X}_{\text{в}} = 3 \cdot 10^9 \frac{I_{\text{нас}}}{V_i}, \qquad (5.16а)$$

а экспозиционная доза $X_{\text{в}}$, Р, соответственно равна

$$X_{\text{в}} = 3 \cdot 10^9 q / V_i, \qquad (5.17)$$

где q — заряд, Кл.

Пример 1. Радионуклид активностью 2 мкКи, испускающий β-частицы со средней энергией 0,07 МэВ (выход β-частиц считать равным 1), помещен в ионизационную камеру, заполненную воздухом, объемом 200 см³. Определить мощность экспозиционной дозы источника β-излучения, создающего такой же ионизационный ток, как и источник γ-излучения.

Решение Определяем число пар ионов, образующихся в 1 см³, при средней энергии ионообразования, равной $W = 33{,}85$ эВ

$$N = \frac{\bar{E}_\beta C}{W} = \frac{0{,}07 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 3{,}7 \cdot 10^4}{33{,}85} = 152 \cdot 10^6 \text{ пар ионов/(см}^3 \cdot \text{с)}.$$

Этому числу пар ионов соответствует ионизационный ток (с учетом объема камеры) $I_{ион} = \frac{NeV}{3 \cdot 10^9} = \frac{152 \cdot 10^6 \cdot 4{,}8 \cdot 10^{-10} \cdot 200}{3 \cdot 10^9} = 4{,}86 \cdot 10^{-9}$ А. Определяем мощность экспозиционной дозы $\dot{X}_{\text{в}} = \frac{3 \cdot 10^9 I_{\text{нас}}}{V} = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 4{,}86 \cdot 10^{-9}}{200} =$ $= 0{,}073$ Р/с.

Если измеряется ток $I_{\text{нас}}$ при давлении p_0 и температуре t, то

$$\dot{X} = 3 \cdot 10^9 \frac{I_{\text{нас}}}{V_t} \left(1 + \frac{t}{273}\right) \frac{101{,}33}{p_0}, \text{ Р/с.} \qquad (5.16б)$$

Здесь t — температура, °С; p_0 — давление, кПа.

5.5. ГАЗОВЫЕ СЧЕТЧИКИ

Газовый счетчик представляет собой детектор (по конструкции аналогичный ионизационной камере), предназначенный для регистрации отдельных ядерных частиц. В отличие от ионизационных камер в газовых счетчиках для усиления ионизационного тока используется газовый разряд.

Благодаря высокой чувствительности счетчик реагирует на каждую ионизирующую частицу, возникающую внутри объема газа или проникающую в него из стенки счетчика.

В зависимости от характера используемого газового разряда счетчики можно разделить на два типа: пропорциональные счетчики (с несамостоятельным разрядом); счетчики Гейгера — Мюллера (с самостоятельным разрядом).

Для выяснения качественного различия этих счетчиков рассмотрим зависимость величины импульса от напряжения (рис. 5.10). В отличие от вольт-амперной характеристики иониза-

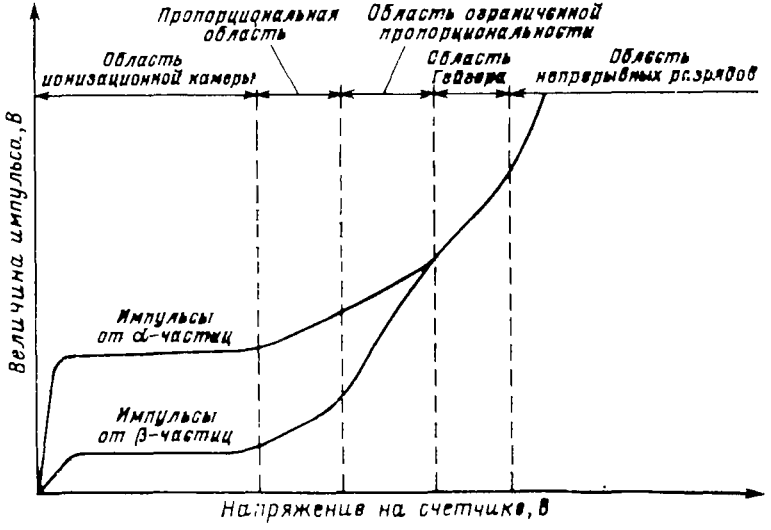


Рис. 5.10

ционной камеры (см. рис. 5.2) в данной зависимости по оси ординат откладывается величина импульсов, полученных от различных ионизирующих частиц, проходящих через счетчик. Величину импульса можно исследовать, например, с помощью катодного осциллографа.

Проведем сравнение двух импульсов с различной линейной плотностью ионообразования, например от прохождения через объем счетчика α- и β-частиц.

При небольшой разности потенциалов на электродах счетчик работает в режиме ионизационной камеры, т. е. величина импульсов в некотором интервале напряжений не зависит от разности потенциалов, а определяется только количеством ионов, которые образуются в газовом объеме счетчика ионизирующей частицей.

Иначе говоря, в области тока насыщения, пока не происходит ударной ионизации, амплитуда импульса сохраняет постоянное значение; она строго пропорциональна начальной ионизации (от α-частиц импульс больше, чем от β-частиц), следовательно, пропорциональна и энергии, оставленной частицей в счетчике.

При дальнейшем увеличении разности потенциалов на электродах счетчика величина импульса возрастает, так как при этом вторичные электроны в усиливающемся электрическом поле приобретают достаточную кинетическую энергию, чтобы произвести ударную ионизацию нейтральных молекул газа на пути своего свободного пробега. В то же время вновь образующиеся электроны ускоряются электрическим полем и ионизируют новые молекулы. При этом получается лавинный разряд, который прекращается, как только образующиеся электроны и ионы достигнут соответствующих электродов счетчика (*несамостоятельный разряд*).

Увеличение ионизационного тока с использованием несамостоятельного разряда называется *газовым усилением,* а отношение числа ионов, образовавшихся в результате газового усиления и достигших электродов nf, к первоначальному числу ионов n, образованных ионизирующей частицей, называется *коэффициентом газового усиления* f. Для области ионизационной камеры $f=1$.

Из сравнения величин двух импульсов в пропорциональной области (рис. 5.10) следует, что они строго пропорциональны начальной ионизации. Очевидно, в этой области коэффициент газового усиления одинаков для импульсов разной величины, т. е. он не зависит от первоначального числа ионов, образованных частицей. Этот коэффициент изменяется в пропорциональной области от единицы в начале и до 1000 в конце области.

Счетчики, в которых амплитуда импульсов пропорциональна потерянной энергии частиц в газовом объеме, называются *пропорциональными.*

Пропорциональный счетчик можно рассматривать как наперстковую камеру, удовлетворяющую условиям Грея (линейные размеры объема счетчика малы, стенки имеют достаточную толщину). Однако чувствительность счетчика по сравнению с наперстковой камерой будет в f раз больше.

Если продолжать увеличивать напряжение на счетчике, то коэффициент газового усиления очень сильно возрастает по абсолютной величине и будет зависеть от начальной ионизации. Эта область напряжений называется *областью ограниченной пропорциональности.* До конца этой области происходит сближение кривых с разной начальной ионизацией. Чем больше начальная ионизация, тем меньше коэффициент газового усиления и тем медленнее он растет с увеличением разности потенциалов.

За областью ограниченной пропорциональности следует *область Гейгера,* в которой величина импульсов совершенно не зависит от начальной ионизации; все импульсы при заданном напряжении независимо от рода ионизирующих частиц имеют одинаковую величину. Каждый вторичный электрон, возникший в объеме счетчика, вызывает вспышку самостоятельного разряда.

Счетчики, работающие в области самостоятельного разряда (гейгеровская область), называются *счетчиками Гейгера — Мюллера.*

Если продолжать повышать напряжение, наступает область *непрерывного (самопроизвольного) разряда,* который уже не вызывается ионизацией. В этом случае счетчик не пригоден для измерения и может выйти из строя вследствие пробоя.

5.6. СЧЕТЧИКИ РАЗЛИЧНЫХ КОНСТРУКЦИЙ И МЕХАНИЗМ РАЗРЯДА В НИХ

В зависимости от рода газа, заполняющего счетчики Гейгера — Мюллера, их подразделяют на *самогасящиеся,* в которых разряд прекращается под действием внутренних причин за время порядка 10^{-7} с с момента возникновения, и *несамогасящиеся,* в которых возникший разряд горит до тех пор, пока не прекратится от внешнего воздействия. В настоящее время больше используют самогасящиеся счетчики.

Рассмотрим механизм разряда в несамогасящихся счетчиках (рис. 5.11). Счетчик представляет собой некоторую емкость, заряженную до потенциала источника питания. Предположим, что в какой-то точке счетчика произошла ионизация за счет вторичного электрона, выбитого из катода счетчика *2.* Вновь образующиеся электроны будут двигаться к аноду (центральному электроду — нити) счетчика *1,* которого они достигнут за весьма короткий промежуток времени — порядка 10^{-7}—10^{-8} с, а малоподвижные положительно заряженные ионы направляются к катоду (цилиндрической части) счетчика.

Практически за время движения электронов положительные ионы остаются на месте, образуя вокруг нити плотный чехол, сильно уменьшающий напряженность электрического поля вблизи нити.

Положительные ионы, попадающие на катод счетчика, нейтрализуются, выбивая электроны с поверхности металла. При этом получающиеся нейтральные атомы газа находятся в возбужден-

ном состоянии и излучают фотоны, которые с поверхности катода могут вырвать дополнительные электроны — родоначальники новых лавин, если напряженность поля вокруг нити приняла первоначальное значение. Дополнительные электроны с катода могут быть вырваны и в процессе первичной ионизации, так как часть атомов газа будет находиться в возбужденном состоянии, излучая фотоны, которые могут вызвать образование лавин.

В результате описанных процессов разряд в счетчике становится непрерывным. Он может продолжаться до тех пор, пока напряжение на аноде не будет понижено высокоомным резистором R (рис. 5.11), включенным последовательно со счетчиком.

Интенсивное образование разряда в счетчике уменьшает напряженность электрического поля между электродами до такой величины, при которой дальнейшее образование разряда становится невозможным.

Наличие высокоомного резистора в схеме включения счетчика обеспечивает медленное восстановление разности потенциалов. Очередной разряд в счетчике может произойти только после восстановления необходимого напряжения на электродах счетчика.

Несамогасящиеся счетчики наполняют одним из одноатомных газов (аргоном, неоном и др.).

Самогасящиеся счетчики, кроме одноатомного газа, наполняются некоторым количеством паров одного из многоатомных органических соединений (этиловый спирт, этилен, изопентан и др.). Потенциал ионизации многоатомного газа должен быть ниже потенциала ионизации основного газа. Такой состав наполнителя счетчика обусловливает автоматическое гашение разряда без какого-либо внешнего вмешательства.

Наибольшее распространение получили самогасящиеся счетчики, наполненные смесью аргона (потенциал ионизации 15,7 В) при давлении 17 кПа и паров этилового спирта (потенциал ионизации 11,3 В). В таком счетчике прекращение возникшего разряда под действием вторичных электронов, выбитых с катода счетчика, достигается вследствие диссоциации многоатомных молекул спирта, которые поглощают γ-излучение как от возбуждения атомов аргона, препятствуя тем самым возникновению фотопоглощения на катоде, так и от нейтрализации положительных ионов аргона на катоде счетчика

Практически только ионы спирта достигают катода счетчика.

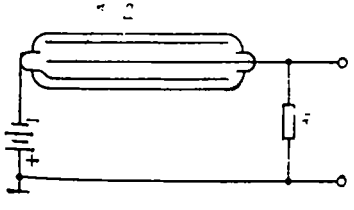


Рис 5 11

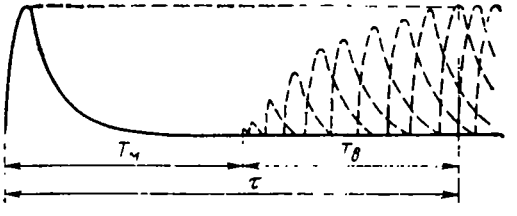


Рис 5 12

Это объясняется тем, что ионы аргона в результате столкновений с молекулами спирта нейтрализуются, так как ион аргона имеет больший потенциал ионизации, чем молекула спирта. Образовавшиеся возбужденные атомы аргона возвращаются в основное состояние с испусканием фотонов, которые, в свою очередь, поглощаются молекулами спирта. Положительные ионы спирта, подойдя к катоду на достаточно малое расстояние (10^{-7} см), вырывают из него при нейтрализации электроны и превращаются в возбужденные молекулы, которые диссоциируют гораздо раньше (10^{-13} с), чем излучают (10^{-8} с). Таким образом, разряд в счетчике с добавкой многоатомных молекул носит однолавинный характер.

Время жизни самогасящихся счетчиков определяется числом молекул спирта, наполняющих объем счетчика. Обычно счетчик содержит около 10^{20} молекул спирта. При каждом импульсе диссоциирует 10^{10} молекул. Следовательно, продолжительность жизни счетчика составляет около 10^{10} отсчетов. Опыт показал, что устойчивое гашение получается приблизительно после 10^8 разрядов.

На рис. 5.12 показано изменение величины импульса в зависимости от времени его возникновения после предыдущего импульса (сплошная кривая) и возникновение последующих импульсов (пунктирные кривые); $T_м$ — мертвое время, в течение которого счетчик не способен зарегистрировать вновь поступившие частицы. Мертвое время наступает после возникновения лавины в счетчике. За это время электроны собираются на аноде, а положительные ионы движутся от анода к катоду. Самогасящиеся счетчики имеют мертвое время порядка 10^{-4} с, т. е. меньше, чем несамогасящиеся (10^{-2} с), поэтому их иногда называют быстрыми счетчиками; $T_в$ — время восстановления. Это интервал времени от конца мертвого времени до момента полного восстановления разности потенциалов на электродах счетчика (до момента, когда положительные ионы достигнут катода). Если частица попадет в счетчик во время восстановления, амплитуда образующегося при этом импульса (пунктирные кривые) меньше номинального значения, поэтому импульс зарегистрирован не будет. Время восстановления самогасящегося счетчика около 10^{-4} с. Длительность импульса τ определяется суммой мертвого времени и времени восстановления.

В последние годы начали применять гейгеровские счетчики с наполнением гасящей смесью инертных газов — неона с примесью аргона и одного из галогенов — хлора или брома (до 0,5 %), потенциалы ионизации которых (13,2 и 12,8 В) ниже потенциалов ионизации неона (21,5 В) и аргона (15,7 В).

Объяснить гасящее действие галогенов, очевидно, можно следующим образом. Под действием ионизирующих частиц, поступающих в счетчик, атомы неона находятся в возбужденном состоянии. При переходе атомов неона в основное состояние энергия, излучаемая ими, затрачивается больше на ионизацию галогена и меньше на ионизацию аргона. Положительные ионы арго-

на нейтрализуются, приобретая электроны, при столкновении с ионами и молекулами галогена. Небольшое рабочее напряжение (300—400 В) на электродах счетчика приводит к уменьшению вероятности вырывания электронов (являющихся источниками новых лавин ионов) из катода при подходе к нему положительных ионов. При рекомбинации на катоде молекулы галогенов диссоциируют на атомы, которые через некоторое время вновь образуют молекулы.

В результате всех процессов состав смеси не изменяется, и галогенные счетчики обладают неограниченным сроком службы. Кроме того, такие счетчики имеют небольшое рабочее напряжение 300—400 В (для обычных счетчиков необходимое напряжение составляет 700—1600 В), не боятся перегрузок, имеют сравнительно высокую скорость счета (до $2 \cdot 10^3$ имп/с). К недостаткам галогенных счетчиков следует отнести значительный наклон плато (более 5 % на 100 В) и длительное время развития разряда (примерно на два порядка выше, чем у высоковольтных счетчиков). Из-за химического действия галогенов для изготовления счетчиков применяют определенные материалы. Катод изготовляют из нержавеющей стали, тантала или углерода, а анод — из вольфрама.

Конструктивное оформление счетчика зависит от рода и энергии регистрируемых частиц. Счетчики, предназначенные для счета β- и низкоэнергетического γ-излучения, имеют стенку из легкого материала во избежание полного поглощения излучения в самой стенке счетчика. Для высокоэнергетического излучения применяют более толстые стенки.

Для регистрации низкоэнергетического излучения β-частиц с энергией 0,05—0,3 МэВ (иногда и α-частиц) предназначен *торцевой счетчик* (рис. 5.13). Особенность конструкции торцевого счетчика — окно в торце счетчика, закрытое пластинкой из слюды *1* толщиной 0,01 мм или нейлона, через которое β-частицы входят внутрь счетчика, теряя незначительную долю энергии в окне

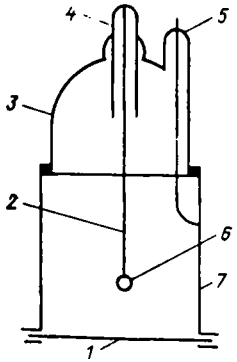


Рис 5 13

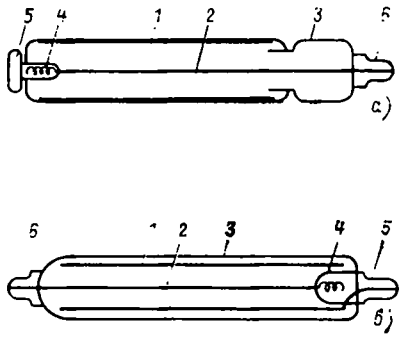


Рис. 5.14

счетчика. Анодом счетчика служит вольфрамовая нить *2*. Один конец нити закреплен в стеклянном корпусе счетчика *3*, а на другом, свободном конце нити напаян стеклянный шарик *6*, предназначенный для предотвращения искажения электрического поля на конце нити. Цилиндрическая стенка счетчика *7*, выполненная из металла, служит катодом. Токовводами являются контакты *4, 5*.

Для регистрации β-частиц более высоких энергий 0,3—0,4 МэВ и выше применяют *цилиндрические счетчики* (рис. 5.14, *а*), катод которых выполнен из тонкой алюминиевой фольги *1* (толщиной 0,1 мм), а анод — из вольфрамовой нити *2*, крепящейся на стеклянных изоляторах *3, 4*. Выводами для электродов служат контакты *5* и *6*. β-Частицы с энергией 0,2 МэВ полностью поглощаются стенками счетчика, поэтому он непригоден для их подсчета.

Торцевые и цилиндрические счетчики наполняются гасящими газами и работают в области Гейгера.

Эффективность описанных счетчиков для β-частиц около 100 %. *Эффективностью счетчика* называется выраженное в процентах отношение числа регистрируемых частиц к числу всех частиц, прошедших через поверхности катода счетчика.

Для измерения числа фотонов применяют стеклянные счетчики (рис. 5.14, *б*). Они выполнены в виде стеклянной трубки *3*, внутренняя поверхность которой покрыта тонким проводящим слоем (медь, графит и др.), являющимся катодом *1*, анодом служит вольфрамовая нить *2*, натянутая по оси трубки. На концах трубки устроены выводы электродов, один конец *6* со знаком плюс соединен с нитью *2*, другой конец *5* со знаком минус — с катодом *1*. Эффективность стеклянных счетчиков менее 2 %.

Как известно, эффективность счетчика для фотонов зависит от материала, из которого сделаны стенки счетчика, их толщины и энергии фотонов. Изготовить универсальный гамма-счетчик с максимальной эффективностью для всех энергий практически невозможно, так как сам механизм взаимодействия фотонов с материалом стенок зависит от энергии γ-излучения. Если изготовить два счетчика — один со стенками из тяжелого материала (свинца), другой — из легкого (алюминия), то у первого счетчика коэффициент поглощения энергии будет значительно выше, чем у второго (даже при условии, если алюминиевые стенки будут во столько раз толще, во сколько раз алюминий легче свинца). Поэтому при измерении низкоэнергетического γ-излучения (соответствующего фотопоглощению с коэффициентом поглощения, пропорциональным Z^3) более эффективным был бы свинцовой счетчик, а не алюминиевый (рис. 5.15). При измерении высокоэнергетического γ-излучения (соответствующего некогерентному рассеянию с коэффициентом поглощения, почти не зависящим от Z) материал стенок влияет на эффективность счетчика незначительно.

Из рассмотрения кривых рис. 5.15 видно, что наибольшую эффективность, особенно в области малых энергий, имеет свинцовый счетчик: при средних энергиях γ-излучения эффективность свинцо-

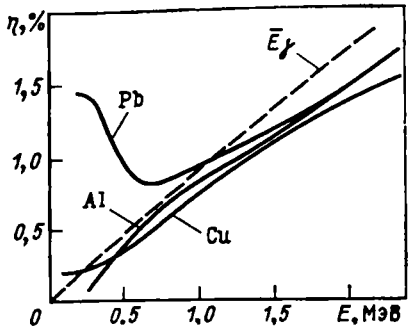


Рис 5 15

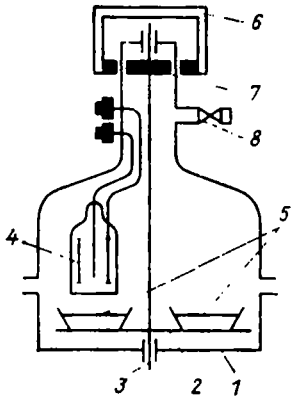


Рис 5 16

вого, алюминиевого и медного счетчиков возрастает, достигая 1,5 % при 2 МэВ.

Счетчики Гейгера — Мюллера нашли широкое применение для регистрации излучений. В дозиметрической практике эти счетчики иногда применяют для определения мощности дозы от фотонов. Установим связь между числом n зарегистрированных счетчиком импульсов и мощностью экспозиционной дозы излучения $\dot{X}$.

Известно, что

$$\dot{X} = \varphi_w \mu_{en} = \bar{E}_\gamma n_0 \mu_{en} = \bar{E}_\gamma \mu_{en} \frac{N}{\eta}, \qquad (5.18)$$

где φ_w — интенсивность излучения; μ_{en} — коэффициент поглощения энергии излучения в газе; $\bar{E}_\gamma$ — средняя энергия спектра фотонов; n_0 — число фотонов, падающих на 1 см² поверхности счетчика в 1 с; N — число частиц, зарегистрированных счетчиком в 1 с на 1 см² поверхности; η — эффективность регистрации счетчика.

Приведем выражение (5.18) к виду

$$N/\dot{X} = \eta/(\mu_{en}\bar{E}_\gamma). \qquad (5.19)$$

Ход с жесткостью счетчика будет определяться зависимостью $N/\dot{X}$ от энергии излучения [так как $\mu_{en}=f(\bar{E}_\gamma)$ и $\eta=f(\bar{E}_\gamma)$]. Если отношение $N/\dot{X}$ не будет изменяться с энергией фотонов, скорость счета импульсов будет пропорциональна мощности экспозиционной дозы. Можно считать, что для воздуха коэффициент поглощения энергии μ_{en} в широком интервале энергий почти не изменяется (см. рис. 2.16). Эффективность η промышленного сетчика (с медным катодом) существенно зависит от энергии фотонов (рис. 5.15). Только в небольшом интервале энергии (около 1 МэВ) можно считать, что η пропорциональна E_γ. Следовательно, при указанных условиях можно рассматривать соблюдение пропорциональности между показанием счетчика и мощностью экспозици-

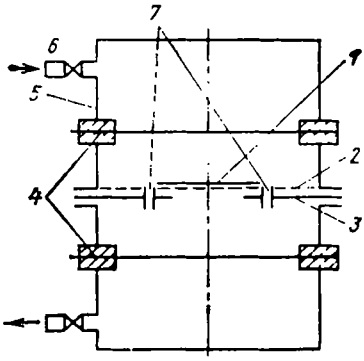


Рис 5 17

ионной дозы. Обычно приборы со счетчиками, предназначенные для измерения мощности экспозиционной дозы, градуируют с помощью излучения такого спектрального состава, который близок к измеряемому

Для регистрации α-частиц используют пропорциональные счетчики и импульсные ионизационные камеры. Счетчик с самостоятельным разрядом, у которого величина импульса не зависит от начальной ионизации, использовать трудно, так как он наравне с импульсами, создаваемыми α-частицами, регистрирует и фон, что вносит погрешность в измерения.

Для счета α-частиц применяют торцевой цилиндрический пропорциональный счетчик Иногда источник α-частиц помещают внутри рабочего объема. Примером такой конструкции служит счетчик «вакуум-эксикатор» (рис. 5.16), предназначенный для счета α-частиц и низкоэнергетического β-излучения твердых препаратов. В корпусе *1* расположены диск *2*, укрепленный на вертикально вращающейся оси *3*, и счетчик *4*. В гнезде диска ставят исследуемые образцы *5*

Диск с осью может перемещаться с помощью наружного магнита *6*, приводящего в движение малый металлический диск *7*, находящийся на верхнем конце оси. Вращая диск, можно подвести под счетчик один из помещенных препаратов. Из вакуум-эксикатора вначале откачивают воздух через кран *8*, а затем заполняют его газовой смесью до определенного давления. Недостатком такого счетчика является чрезмерный расход заполняющей газовой смеси.

Для абсолютного измерения числа α- и β-частиц (с эффективностью 100 %) от данного радиоактивного препарата применяют счетчики с геометрией 4π (рис. 5 17) В этих счетчиках радиоактивное вещество *1* наносят на тонкую пленку *2*, натянутую на отверстие металлической вставки *3*. Вставку помещают внутрь счетчика таким образом, чтобы препарат находился в центре объема В нижней и верхней частях счетчика натянуты вольфрамовые нити *4* (анод), изолированные от металлического корпуса (катода) *5* Аноды соединяют вместе и включают на вход усилителя, а катод заземляют Счетчик через штуцер *6* и отверстия *7* вставки *3* заполняют метаном с избыточным давлением примерно 0,4—0.7 кПа

Пропорциональные счетчики применяют также и для регистрации нейтронов. В этом случае их заполняют BF_3 (см гл 10).

Для регистрации α-частиц используют *искровые счетчики*, анодом которых является металлическая нить, расположенная параллельно плоскости катода на расстоянии 1,5—2 мм Иногда

искровые счетчики изготовляют в виде плоскопараллельных пластин, размещенных в газовой среде.

Газовой средой счетчика является воздух при атмосферном давлении. Напряжение питания 2,5—6 кВ. При таком напряжении между электродами всегда протекает постоянный ток коронного разряда.

Если между электродами счетчика проскакивает α-частица, обладающая большой линейной плотностью ионообразования, на участке ее прохождения образуется искровой разряд. При прохождении через счетчик β- или γ-излучений искрового разряда не образуется вследствие малой ионизирующей способности этого вида излучения.

Для предотвращения перехода искрового разряда в дуговой разряд в цепь счетчика включают высокоомный резистор. Амплитуда на выходе искрового счетчика составляет несколько сот вольт. Продолжительность разряда 10^{-10} с (на несколько порядков меньше, чем счетчиков Гейгера — Мюллера). Рабочий участок счетной характеристики имеет протяженность от 2,5 до 6 кВ. Максимальная эффективность регистрации α-частиц наблюдается при нормальном падении их по отношению к плоскости катода. Для увеличения чувствительного объема над плоскостью катода счетчика натягивается несколько параллельных нитей. Расстояние между нитями выбирается 3—4 мм, чтобы исключить искажение конфигурации электрического поля отдельных нитей.

5.7. ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВЫХ СЧЕТЧИКОВ

Пропорциональные счетчики наполняются многоатомными или двухатомными газами. При наполнении многоатомными газами счетчик имеет большую пропорциональную область, коэффициент газового усиления изменяется медленно с изменением напряжения. Счетчики, наполненные двухатомными газами, наоборот, имеют малую пропорциональную область, и коэффициент газового усиления резко изменяется с изменением напряжения.

Если по оси абсцисс отложить напряжение на счетчике U, а по оси ординат — логарифм коэффициента газового усиления $\lg f$ (рис. 5.18), получим прямую линию, так как газовое усиление при увеличении напряжения возрастает примерно по показательному закону. Для проведения эксперимента лучше использовать счет-

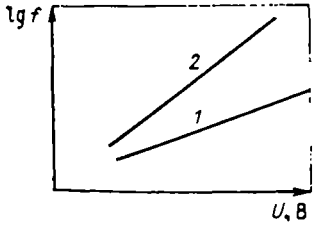


Рис 5 18

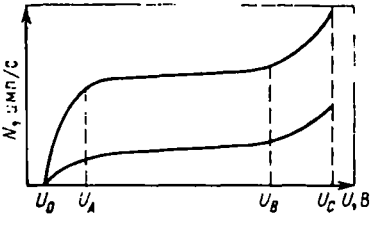


Рис 519

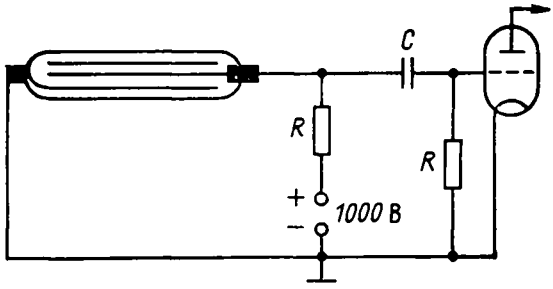


Рис 5 20

чик, который имеет характеристику с малым углом наклона к оси абсцисс. В таком случае счетчик будет работать устойчиво и его показания не будут сильно зависеть от изменения напряжения. Этим преимуществом обладают счетчики, наполненные многоатомными газами (рис. 5.18, прямая *1*). Счетчики с двухатомным газом имеют крутую характеристику (прямая *2*), и показания счетчика менее устойчивы.

Пропорциональные счетчики применяют для регистрации низкоэнергетического β- и γ-излучений, для регистрации медленных нейтронов, а также для различения частиц с разной линейной плотностью ионообразования или с разной энергией.

Некоторые неудобства в использовании пропорциональных счетчиков состоят в том, что для работы с ними требуется дополнительная электронная аппаратура, регистрирующие схемы с широким диапазоном чувствительности, стабилизаторы высокого напряжения и другая аппаратура

Рассмотрим счетную характеристику счетчика Гейгера — Мюллера (рис. 5.19). Счетная характеристика представляет собой зависимость скорости счета импульсов N, определяемых счетчиком, от приложенной к нему разности потенциалов U. Если включить счетчик по схеме, представленной на рис. 5.20, и постепенно повышать напряжение, получим кривую, изображенную на рис. 5.19.

При определенном значении напряжения U_0, называемом *потенциалом зажигания,* в счетчике возникает разряд и счетчик начинает считать импульсы. С увеличением напряжения до значения U_A число импульсов возрастает довольно быстро. На участке напряжения U_0—U_A не каждая частица, попавшая в счетчик, вызывает вспышку самостоятельного разряда, который еще зависит от числа первоначально образовавшихся ионов. При напряжении U_A счетчик регистрирует уже все частицы, которые образуют в его объеме хотя бы одну пару ионов. С дальнейшим увеличением разности потенциалов в интервале U_A—U_B значение скорости счета от напряжения почти не изменяется. Этот участок характеристики счетчика, являющийся рабочим участком, носит название *плато счетчика.* Плато счетчика по отношению к оси абсцисс

имеет наклон (до 5 % на 100 В). Однако практически можно считать, что все импульсы имеют одну и ту же величину. Наклон плато обусловлен частично возрастанием чувствительного объема счетчика, частично счетом ложных импульсов, т. е. импульсов, появляющихся в отсутствие ионизирующего излучения, число которых увеличивается с ростом напряжения. Наклон плато также зависит от конструктивных особенностей счетчика, от рода, чистоты и давления наполняющего газа. У счетчиков, не бывших в употреблении, плато имеет длину 100—300 В. По мере вырабатывания многоатомного газа наклон плато увеличивается, а его длина сокращается.

При напряжении U_C, большем U_B, скорость счета опять возрастает, но уже не за счет увеличения чувствительности, а вследствие появления самопризвольных разрядов. Участок характеристики, находящийся за пределами напряжения U_B, является нерабочим, так как число самопроизвольных разрядов для этих напряжений неопределенно и меняется с изменением интенсивности источника излучения и времени. Обычно, если счетчик работает в области негаснущего разряда, он быстро выходит из строя (сгорает).

Нижняя кривая (см. рис. 5 19) является характеристикой счетчика, снятой в отсутствие источника излучения, и обусловлена фоном. Фон определяется в основном космическим излучением, радиоактивностью земли, радиоактивными загрязнениями воздуха и предметов, окружающих счетчик.

5.8. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СЧЕТЧИКИ

Поиски более совершенных счетчиков привели к созданию полупроводниковых детекторов (ППД), наиболее широко используются *германиевые и кремниевые счетчики.* Принцип их действия подобен принципу действия ионизационных камер. Электрическое поле создается в среде с низкой проводимостью. При проникновении заряженной частицы в эту среду происходят соударения и образуются либо пары ионов, либо электронно-дырочные пары (если это твердая камера — полупроводниковый детектор). В идеальном случае заряды должны разделяться электрическим полем и собираться на границах, производя электрический импульс, который можно усилить и записать.

Известно, что электроны в атоме занимают определенные энергетические уровни. Энергетические уровни электронов каждой оболочки атома в совокупности составляют *разрешенные зоны.* Между разрешенными зонами отдельных оболочек располагаются *запрещенные зоны,* на которых электроны находиться не могут.

В кристаллах, образующихся в результате сближения большого количества отдельных атомов, происходит смещение энергетических уровней, причем оно больше для внешних (валентных) электронов, чем для внутренних, обладающих большей энергией связи с ядром. В результате каждый электрон в кристалле имеет

определенный энергетический уровень, отличающийся от уровня, занимаемого электроном в изолированном атоме. Отдельные энергетические уровни в кристалле, незначительно отличающиеся друг от друга, сливаются в непрерывные разрешенные энергетические зоны, разделенные запрещенными зонами. Для перемещения электроиа из одной разрешенной зоны в другую необходимо сообщить ему определенную энергию, чтобы он мог преодолеть запрещенную зону.

Энергетические свойства кристалла зависят от структуры энергетических зон и степени заполнения их электронами. Энергетические уровни внешних валентных электронов образуют заполнениую *валентную зону,* в которой электроны находятся в связанном состоянии. Для удаления электрона из этой зоны на более высокий энергетический уровень (в свободное состояние или *зону проводимости*) необходимо сообщить ему определенную энергию. Зона проводимостн расположена выше валентной зоны и отделена от нее запрещенной зоной. В металлах запрещенная зона отсутствует, поэтому электроны свободно переходят из валентной зоны в зону проводимости под действием слабого электрического поля. Если зона проводимости отделена от валентной зоны широкой запрещенной областью, электроны не могут попасть в зону проводимости. Электрическая проводимость такого вещества ничтожно мала. Вещества, имеющие запрешенную зону шириной 1—2 эВ, принято называть *полупроводниками,* шириной более 2 эВ — *диэлектриками.*

Для теоретического рассмотрения совокупность электронов не полностью занятой валентной зоны удобно дополнить совокупностью квазичастиц — дырок, имеющих положительный заряд. Число дырок равно числу свободных энергетических уровней. При приложении к полупроводнику внешнего электрического поля носители тока — электроны и дырки — могут перемещаться. Например, электроны могут переходить из валентной зоны в зону проводимости (рис. 5.21, *а*). Такая проводимость носит название *собственной проводимости.* Концентрация носителей тока электронов n_i и дырок p_i одинакова ($n_i = p_i$) и при заданной температуре зависит только от ширины запрещенной зоны ΔE_3 и массы носителей. При $t = 20\,^{\circ}\text{C}$ у кремния $\Delta E_3 = 1{,}11$ эВ, $n_i = 1{,}5 \cdot 10^{10}$, $\rho_i = 2 \cdot 10^5$ Ом·см; у германия $\Delta E_3 = 0{,}72$ эВ, $n_i = 2 \cdot 10^{13}$, $\rho_i = 47$ Ом·см.

Кроме собственной проводимости, существует *примесная проводимость,* получаемая при введении в кристаллическую решетку полупроводника других атомов. Введение посторонних атомов приводит к созданию дополнительных энергетических уровней, называемых *донорными* и *акцепторными* ($E_д$ и $E_а$). Эти уровни располагаются в запрещенной энергетической зоне полупроводника.

При введении в кристаллическую решетку полупроводников (кремния или германия) пятивалентных атомов (мышьяка, сурьмы и др.) происходит замещение четырехвалентных атомов полупроводника пятивалентными атомами. На рис. 5.22, *а, б* дано плоскостное изображение части кристаллической решетки полу-

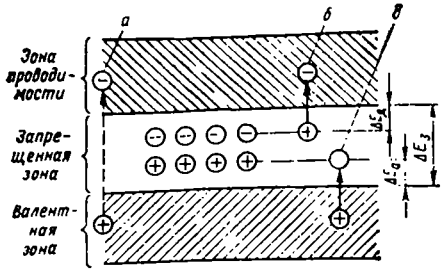


Рис. 5.21

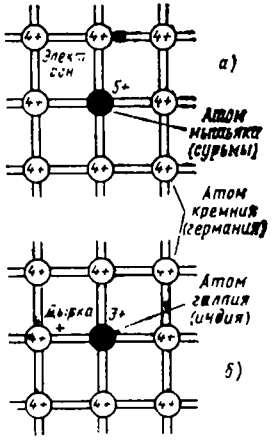


Рис 5 22

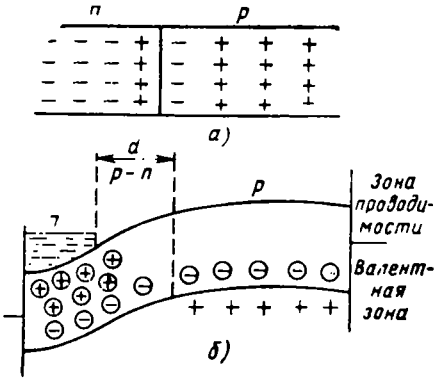
проводника при введении пятивалентного атома, который замещает один из атомов полупроводника, образуя при этом связи и обмениваясь электронами с близлежащими четырьмя атомами кристалла. В образовании связей принимают участие один из электронов внешней оболочки атома полупроводника и один из электронов внешней оболочки атома примеси. Таким образом, пятый валентный электрон атома примеси оказывается лишним. Под внешним воздействием этот электрон отрывается от атома, превращая его в положительный ион, и переходит в зону проводимости (см. рис. 5.22, *а*). Примесные атомы, отдающие электроны, называются донорными примесями.

Донорные примесные уровни всегда располагаются в запрещенной зоне вблизи края зоны проводимости (см. рис. 5.21, *б*). Так как энергия $\Delta E_д$, необходимая для освобождения электрона атома донорной примеси, во много раз меньше ширины запрещенной зоны, т. е. меньше энергии возбуждения собственной проводимости $\Delta E_з$, то в зону проводимости поступают в бо́льшем количестве электроны от донорных примесей и в меньшем — от собственных электронов полупроводника.

Таким образом, при введении в полупроводник донорных примесей в запрещенной зоне под действием внешних источников образуются положительные ионы примеси, а в зоне проводимости — свободные электроны (см. рис. 5.21, *б*). Поэтому проводимость в полупроводнике, осуществляемую главным образом электронами, называют *электронной проводимостью.*

Для получения акцепторных энергетических уровней в кристаллическую решетку полупроводника вводят акцепторные примеси. Атомы акцептора могут замещать в кристаллической решетке атомы полупроводника. При этом для образования связей с одним из атомов кристалла не хватает одного электрона, поэтому между двумя атомами образуется дырка.

Электрон, находящийся в валентной зоне кристалла, может



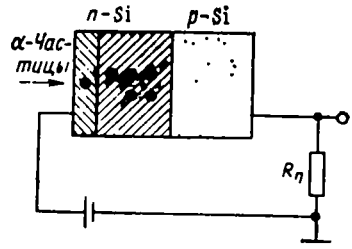


Рис 5 24

← Рис. 5 23

перейти к атому примеси для образования исходной структуры связи. При этом атом акцептора превратится в отрицательный ион, а в валентной зоне возникнет незаполненная связь — дырка, которая будет заполняться электронами другого атома валентной области. В результате произойдет перемещение дырок от атома к атому внутри кристалла со скоростью, меньшей скорости движения электронов.

Акцепторные уровни энергии ΔE_a располагаются в нижней части запрещенной зоны вблизи валентной зоны (см. рис. 5.21, *в*). Поэтому для перехода электрона из валентной зоны на уровень акцептора требуется незначительная энергия.

Таким образом, электроны из валентной зоны переходят на акцепторные уровни, а в валентной зоне возникают дырки — носители положительного заряда. Проводимость, определяемая движением дырок, называется *дырочной проводимостью.*

В связи с наличием двух видов проводимостей существуют и два вида полупроводников: с дырочной проводимостью (*p*-типа) и с электронной проводимостью (*n*-типа). В каждом из полупроводников имеются в незначительном количестве носители тока (не основные) противоположного знака.

Если взять пластинку из монокристалла кремния, у которой левая часть содержит донорную, а правая — акцепторную примесь (рис. 5.23, *а*), на их границах образуется (*n*—*p*)-переходный запорный слой (рис. 5.23, *б*). Образование его обусловлено диффузией как дырок из *p*-области в *n*-область, так и электронов из *n*-области в *p*-область.

Переходя в *n*-область, дырки накапливаются вблизи границы двух областей, происходит рост положительного потенциала. Накапливание электронов по другую сторону границы в *p*-области приводит к росту отрицательного потенциала. В некоторый момент времени диффузия носителей прекращается и на границе *n*- и *p*-областей возникает слой, образованный пространственным зарядом дырок в *n*-области и электронов в *p*-области. В *p*-область

могут проникать дырки из n-области, где они являются неосновными носителями.

Итак, в p-области вблизи ее границы с n-областью скапливаются отрицательные заряды, вследствие чего происходит обеднение основными носителями — дырками, а в n-области (вблизи границы с p-областью) скапливаются положительные заряды, в результате чего происходит обеднение электронами n-области. Обедненная основными носителями область называется запорным слоем, или *потенциальным барьером.*

Если на (p—n)-переход подключить обратное внешнее электрическое напряжение, т. е. к p-области минус, а к n-области плюс (инверсионное включение) (рис. 5.24), то сопротивление (p—n)-перехода еще больше возрастает, так как приложенное напряжение будет способствовать удалению зарядов друг от друга. При этом в кристалле устанавливается постоянное распределение поля, соответствующее уравнению непрерывности тока:

$$j = E_e(n\mu_n + p\mu_p), \tag{5.20}$$

где j — плотность обратного тока (постоянная); E_e — напряженность электрического поля; p и n-локальные концентрации дырок и электронов соответственно; μ_p и μ_n — подвижности. Поэтому падение приложенного напряжения происходит в основном на обедненном слое. В результате обедненную носителями область можно рассматривать как твердую ионизационную камеру.

Основные характеристики полупроводникового детектора: ширина обедненной области (слоя) d, от которой зависят чувствительный объем и время собирания носителей; удельное сопротивление ρ полупроводника (p—n)-перехода; емкость обедненной области C; обратный ток, определяющий уровень шумов.

Глубину, на которую обедненный слой проникает в p- и n-области, можно определить, решив совместно уравнение непрерывности тока (5.20) и уравнение Пуассона. Решение осуществляется в предположении, что n и p малы во всем обедненном слое по сравнению с концентрацией акцепторных примесей N_A для области p-типа (или донорных N_D для области n-типа), и при условии, что обедненный слой имеет четкие границы. В результате глубина проникновения обедненного слоя в область p-типа определяется выражением

$$d_p^2 = U_p\varepsilon/(2\pi N_A e), \tag{5.21}$$

а в область n-типа выражением

$$d_n^2 = U_n\varepsilon/(2\pi N_D e), \tag{5.22}$$

где ε — диэлектрическая проницаемость.

Неравновесный заряд, образовавшийся в области n-типа, должен быть равен по величине и обратен по знаку заряду, возникшему

в области p-типа, так как в данном приближении все поле сосредоточено в обедненном слое. Тогда

$$d_p N_A = d_n N_D, \tag{5.23}$$

т. е. отношение глубин входа обратно пропорционально отношению концентраций ионизированных примесей в соответствующих областях. Концентрации ионизированных примесей различны и связаны с процессом изготовления детектора, причем обедненный слой почти полностью расположен в области с более высоким удельным сопротивлением. Если детектор изготовлен из материала p-типа, глубину обедненного слоя можно оценить приближенно по формуле

$$d_p^2 = \frac{\varepsilon}{2\pi e} \frac{U}{N_A}. \tag{5.24}$$

Если все акцепторы ионизированы, удельное сопротивление полупроводника равно

$$\rho = 1/(N_A e \mu_p) \tag{5.25}$$

и d_p, см, равно

$$d_p = \left(\frac{\varepsilon \mu_p}{2\pi} \rho U\right)^{1/2}. \tag{5.26}$$

Для детектора из полупроводника n-типа d_n, см, равно

$$d_n = \left(\frac{\varepsilon \mu_n}{2\pi} \rho U\right)^{1/2}. \tag{5.27}$$

Отсюда в случае кремния p-типа, подставляя численные значения ε и μ_p (диэлектрическая постоянная и подвижность дырок), получаем

$$d_p = 3{,}2 \cdot 20^{-5} (\rho U)^{1/2} \tag{5.28}$$

и для n-типа аналогично:

$$d_n = 5{,}3 \cdot 10^{-5} (\rho U)^{1/2}, \tag{5.29}$$

где ρ выражено в единицах Ом·см, а U — в В.

Емкость перехода, к которому приложено обратное напряжение смещения, равна емкости плоского конденсатора, заполненного диэлектриком (кремнием):

$$C = \varepsilon S/(4\pi d). \tag{5.30}$$

С учетом уравнения (5.26) для полупроводника p-типа получаем

$$C = S\left(\frac{e}{8\pi \mu_p \rho U}\right)^{1/2}. \tag{5.31}$$

Ионизирующая частица, поступающая в обедненную область счетчика, в результате неупругих столкновений с электронами от-

дает им свою энергию и образует пары электрон — дырка. В среднем на образование одной пары независимо от вида излучения и его энергии расходуется в кремнии $w = (3{,}5 \pm 0{,}7)$ эВ, а в германии $w = (2{,}94 \pm 0{,}15)$ эВ. Образовавшиеся электроны и дырки разделяются электрическим полем, и на суммарной емкости слоя C и емкости монтажа $C_м$ собирается заряд q. При этом область заряжается до потенциала

$$\Phi = q/(C + C_м). \qquad (5.32)$$

Импульс напряжения, снимаемый с резистора R_n (рис. 5.24), регистрируется электронной схемой. Если пробеги исследуемых заряженных частиц полностью укладываются внутри обедненного слоя, зависимость между энергией частицы и амплитудой импульса напряжения будет линейной, так как амплитуда импульса пропорциональна собранному на емкости заряду q:

$$q = Ne = Ee/w. \qquad (5.33)$$

Тогда

$$\Phi = Ee/[w(C + C_м)], \qquad (5.34)$$

где N — число пар ионов, образующихся при ионизации; e — заряд электрона; E — энергия частицы.

В зависимости от параметров и технологии изготовления полупроводниковые электронно-дырочные детекторы делятся на поверхностно-барьерные Au—Si и диффузионные с $(p—n)$- и $(n—p)$-переходами соответственно и диффузионно-дрейфовые $(p—i—n)$-типа.

Поверхностно-барьерные детекторы изготовляют таким образом, чтобы вблизи поверхности кристалла из кремния или германия сформировался $(n—p)$- или $(p—n)$-переход. Это осуществляют двумя основными способами. Во-первых, используют поверхностную диффузию вещества одного типа внутрь кристалла из материала другого типа, например диффузию фосфора в кристаллы кремния p-типа. Во-вторых, можно использовать химические свойства поверхности кремния или германия. Поверхностный слой этих элементов легко окисляется и ведет себя как электронный акцептор (p-слой). Электрический контакт с поверхностным слоем осуществляют с помощью тонкого слоя металла, обычно золота, который наносят на поверхность кристалла испарением в вакууме. Такие золото-кремниевые и золото-германиевые счетчики широко применяют для регистрации и спектрометрии тяжелых заряженных частиц и нейтронов. Золото-кремниевые детекторы используют в условиях комнатной температуры. Схема включения золото-кремниевого детектора представлена на рис. 5.25.

Поверхностно-барьерные кремниевые счетчики служат для регистрации быстрых и медленных нейтронов. Такой счетчик (рис. 5.26) состоит из кремниевого диска *1* с нанесенными на него двумя полукруговыми дисками золота *2*, к которым прикреплены контакты *3*. Таким образом, две половинки представляют собой

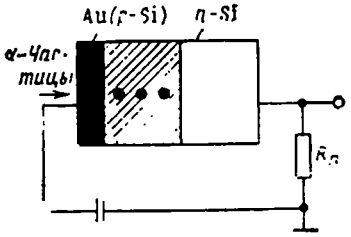


Рис. 5.25

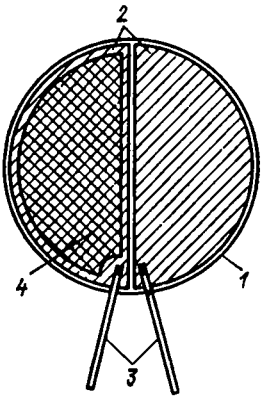


Рис. 5.26

два счетчика, которые должны давать одинаковые показания при снятии фона. На одну из половинок наносят слой полиэтиленовой пленки *4*, служащей источником протонов отдачи при облучении счетчика быстрыми нейтронами. При включении такого счетчика по дифференциальной схеме можно определить число протонов отдачи.

Для регистрации надтепловых нейтронов в счетчике используется ядерная реакция $^6Li(n, \alpha)^3H$. Этот счетчик состоит из двух разделенных кремниевых детекторов. На внутреннюю поверхность одного из них нанесен тонкий слой золота, а на внутреннюю поверхность другого — ^6LiF (рис. 5.27). Нейтроны регистрируются по схеме совпадения α-частиц и тритонов. Импульсы от двух счетчиков суммируются, суммарный импульс после усиления подается на многоканальный анализатор. Эффективность такого счетчика мала, так как она в значительной степени зависит от сечения реакции и толщины ^6LiF.

Для дозиметрии применяют счетчик быстрых нейтронов, созданный на основе радиационных повреждений кремниевого

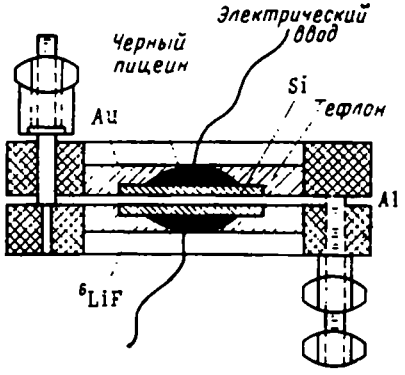


Рис. 5.27

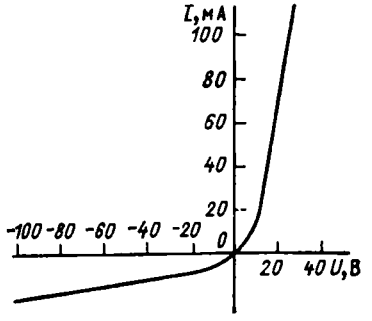


Рис 5.28

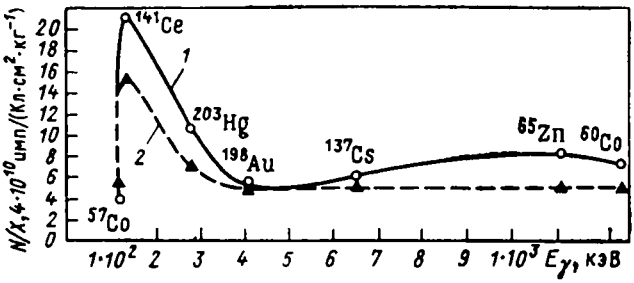


Рис. 5.29

(p—n)-перехода. Быстрый нейтрон может создать в кристалле до 10 смещений на 1 см пути. С увеличением числа смещений увеличивается и сопротивление кремния. По измеренному сопротивлению можно определить плотность потока быстрых нейтронов или поглощенную дозу в диапазоне 10—1000 сГр.

На рис. 5.28 дана вольт-амперная характеристика поверхностно-барьерного счетчика. На рис. 5.29 показана кривая *1*, характеризующая ход с жесткостью (зависимость чувствительности прибора N/X от энергии γ-излучения E_γ, N — число импульсов на 1 см², X — экспозиционная доза, Кл/кг) для кремниевого диффузионно-дрейфового счетчика γ-излучения типа ДСС-8/2А, имеющего чувствительную площадь 0,5 см² и глубину обедненного слоя 1 мм. Кривая *2* характеризует влияние фильтра толщиной 1 мм на ход с жесткостью. Минимум кривой находится в области 400—500 кэВ. С уменьшением энергии γ-излучения чувствительность счетчика вначале возрастает в результате образования фотоэлектронов, а затем в низкоэнергетической части кривой резко падает. В области высоких энергий чувствительность счетчика повышается из-за увеличения числа и энергии электронов, а затем уменьшается, так как высокоэнергетические γ-излучения и электроны проходят через обедненный слой без взаимодействия. При введении алюминиевого фильтра толщиной 1 мм эффект с жесткостью несколько сглаживается.

Диффузионно-дрейфовые детекторы (p—i—n)-типа с p-проводимостью изготовляют из кремния или германия; используется сначала диффузия, а затем дрейф ионов лития в глубь кристалла при температуре 400 °С, при обратном смещении в несколько сот вольт. Атомы располагаются в кристалле в междоузлиях и имеют поэтому очень большой коэффициент диффузии. Под действием электрического поля ионы лития проникают глубоко в кремний или германий и компенсируют акцепторы. Образуется кристалл с компенсированной плотностью примесей, имеющий только собственную проводимость (область с i-проводимостью) и высокое удельное сопротивление ($\rho = 25 \cdot 10^4$ Ом·см при комнатной температуре).

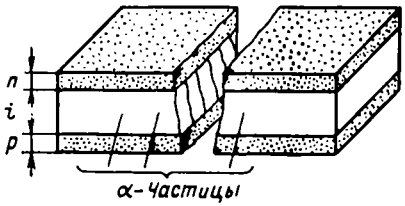


Рис. 5.30

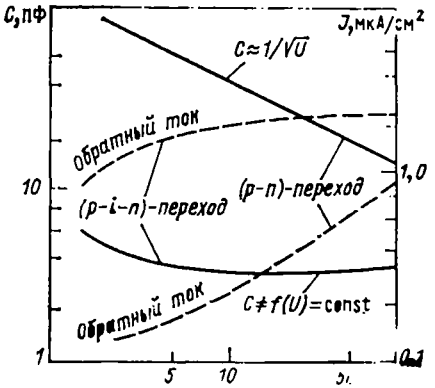


Рис. 5.31

Литиево-дрейфовые детекторы изготовляют планарные и коаксиальные.

Схема планарного диффузионно-дрейфового детектора (p—i—n)-типа изображена на рис. 5.30 (α-частицы поступают параллельно плоскости перехода).

Диффузионно-дрейфовые детекторы отличаются от детекторов поверхностно-барьерных и диффузионных. Они обладают хорошей стабильностью в работе, имеют высокую чувствительность. Планарные литиево-дрейфовые можно изготовить с большой счетной площадью и получить толщину чувствительного слоя до десятков миллиметров. Они имеют однородное электрическое поле U/d в обедненной области, ширина этой области d и, следовательно, емкость C не зависят от приложенного напряжения. На рис. 5.31 видно, что для (p—n)-переходов $C \approx 1/\sqrt{U}$, а для (p—i—n)-переходов $C \neq f(U) \approx \text{const}$. На рис. 5.31 показана также вольт-амперная характеристика — зависимость обратного тока, определяющая уровень шумов, от приложенного напряжения. В (p—n)-детекторах обратный ток растет с увеличением напряжения, а в (p—i—n)-детекторах изменяется незначительно, но по абсолютной величине выше, чем в (p—n)-детекторах. Для (p—n)-детекторов обратный ток в основном определяется токами утечки, а для (p—i—n)-детекторов — током от неосновных носителей, генерируемых в обедненной области.

Полупроводниковыми детекторами в сочетании с усилителями с низким уровнем шумов можно измерять плотности потоков тяжелых частиц, электронов и γ-излучения.

Для регистрации β- и γ-излучений обычно используют кремниевые детекторы диффузионного и диффузионно-дрейфового типа. По сравнению с поверхностно-барьерными они имеют следующие преимущества: более широкий чувствительный слой, меньшее напряжение питания и более слабую зависимость амплитуды импульсов от последнего, отсутствие контактных шумов. При соответствующей градуировке их можно использовать в качестве дозиметров.

Полупроводниковые детекторы обладают такими ценными качествами, как высокое энергетическое разрешение, достаточно хорошая эффективность регистрации излучения, линейность характеристик в широкой области энергий для различных видов ионизирующего излучения, компактность, простота в изготовлении и обращении. Кроме того, они не требуют высоковольтных источников питания. Кремниевые детекторы нечувствительны к магнитным полям.

Литиево-дрейфовые германиевые детекторы изготовляют с большим чувствительным объемом, достигающим 100 см^3. Детекторы этого типа используют в спектрометрии γ-излучения, где они успешно конкурируют со сцинтилляционными спектрометрами, так как отличаются высоким разрешением и чувствительностью. Литиево-дрейфовые германиевые детекторы хранят и эксплуатируют при температуре жидкого азота. Детекторы помещают в специальные криогенные вакуумные камеры — криостаты, в которых поддерживают давление порядка 10^{-2} Па. Криостаты сочленяют с сосудами Дьюара, содержащими жидкий азот. Измерения проводят при температуре $T \approx 77$ °К.

Гамма-спектрометры с германиево-литиевыми детекторами находят все более широкое применение в ядерной энергетике, так как с их помощью по изменению интенсивности γ-линий можно, например, следить за выгоранием твэлов и содержанием радиоактивных веществ в теплоносителе. Непрерывное наблюдение и автоматический контроль за работой ядерного реактора обеспечивают его бесперебойную работу и радиационную безопасность обслуживающего персонала.

В последние годы усиленно разрабатывались неохлаждаемые полупроводниковые детекторы (ППД) на основе CdTe и HgI_2. Основные характеристики этих детекторов приведены в табл. 5.1.

Таблица 5.1. **Характеристики неохлаждаемых ППД**

Материал	Z	E_g, эВ	μ_n, см^2/(В·с)	μ_p, см^2/(В·с)	τ, мкс	d, %, по протонам E=100 МэВ	d, %, по γ-излучению E_γ = =662 кэВ	Объем детектора, мм^3
CdTe	52	1,50	1050	80	6	1	1,3	200
HgI_2	80	2,13	120	5	25	5	1,3	100

Детекторы на основе CdTe уже выпускаются промышленностью. Детекторы на основе HgI_2 вышли из стадии лабораторных разработок и успешно применяются для практических целей.

ППД HgI_2 обладают широкой запрещенной зоной и могут нормально работать не только при комнатной, но и при более высокой температуре, их эффективность в диапазоне температур

40—50 °С изменяется не более чем на 10 %. При комнатной температуре они сохраняют свои параметры до 30 мес, стабильно работают при загрузках до 3000 имп/с. Вследствие высокого собственного сопротивления, равного 10^{14} Ом·см, их темновые токи очень малы, порядка 1 мкА, рабочие токи утечки также невелики. Поэтому такие детекторы не нуждаются в формировании специального потенциального барьера, а действуют как простые счетчики сопротивления. Электроды обычно изготовляют из палладия.

Достигнутый объем детектора HgI_2 10^4 мм^3 достаточен и позволяет измерять потоки и дозы для γ-излучения. При энергиях γ-излучения 600 кэВ и более можно проводить спектрометрические измерения с разрешением на уровне сцинтилляционных спектрометров. С уменьшением энергии излучения разрешение улучшается и достигает 3,3 % при энергии 5,9 кэВ.

Тонкие детекторы HgI_2 успешно используют для спектрометрии характеристического рентгеновского излучения, например, в работах по флуоресцентному анализу. Они особенно перспективны для анализа элементов, характеристические излучения которых лежат в области, где эффективность регистрации пропорциональных счетчиков уже низка, и сцинтилляционные из-за своего низкого разрешения вообще непригодны.

ППД HgI_2, очевидно, будут с успехом применены в твердотельных детектирующих системах ТДС (сочетание сцинтиллятора с ППД), используется чувствительность ППД к видимому свету, так как максимум спектральной чувствительности ППД HgI_2 расположен вблизи 570 нм, что соответствует области излучений лучших сцинтилляторов 400—500 нм.

Ценным качеством ППД HgI_2 является сопротивляемость их к повреждениям нейтронами, они выдерживают при облучении быстрыми нейтронами с энергией 10 МэВ без повреждений до 10^{15} нейтр./см^2, а CdTe не более 10^{11} нейтр./см^2. Энергетическое разрешение по протонам $d_p = 15$ % для $E_p = 5$ МэВ и улучшается с увеличением энергии до 5 % при $E_n = 10$ МэВ.

Глава 6
ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ МЕТОДЫ ДОЗИМЕТРИИ

Люминесценция — неравновесное излучение, представляющее собой избыток энергии над тепловым излучением тела при данной температуре. На возникновение люминесценции влияют вид возбуждения и агрегатное состояние вещества.

В зависимости от типа источника энергии, превращаемой в данном веществе в энергию люминесцентного излучения, различают: *фотолюминесценцию* (возбуждение светом), *радиофотолюминесценцию* (инициирование ионизирующим излучением с последующим возбуждением светом), *термолюминесценцию* (радиотермолюминесценцию) — инициирование ионизирующим излучением

с последующим нагреванием, *хемилюминесценцию* (возбуждение под действием энергии, выделяющейся при химических реакциях).

Способностью люминесцировать обладает большая группа твердых, жидких и газообразных веществ.

При возникновении люминесценции под действием ионизирующего излучения можно выделить три основные стадии: поглощение энергии излучения и переход тела в неравновесное состояние; трансформация энергии, полученной телом, испускание света (или возникновение других оптических эффектов) и переход тела в равновесное состояние.

Неравиовесный характер люминесценции, возникшей под действием ионизирующего излучения, связан с перераспределением энергии внутри атомов (молекул) или с ионизацией атомов и последующей рекомбинацией свободного электрона (дырки) с ионизированным атомом. Носители заряда (электроны и дырки) могут локализоваться в центрах захвата, являющихся накопителями поглощенной энергии, которая может быть освобождена при дополнительном возбуждении (освещение тела определенным участком спектра или нагревом). При возвращении тела в равновесное состояние наблюдается возникиовение новых оптических эффектов [например, радиофотолюминесценция, термолюминесценция, изменение цвета, деградация (уменьшение) люмииесценции], которые могут служить мерой поглощенной дозы.

Процессы люминесценции, используемые в методах дозиметрии, можно разделить: на сцинтилляционные процессы — нестимулированные с быстрым высвечиванием центров люминесценции; процессы, характеризующиеся запасенной светосуммой и последующим стимулированным высвечиванием центров люминесценции; процессы, приводящие к тушению нормальной люминесценции; процессы, приводящие к образованию центров окраски (табл. 6.1).

На основе нестимулированной люминесценции (сцинтилляции) разработаны сцинтилляционные детекторы с твердыми, жидкими и газообразными сцинтилляторами; на основе стимулированной люминесценции — термолюминесцентные, радиофотолюминесцентные детекторы и дектекторы, деградирующие люминесценцию, а на образовании центров окраски — дозиметры, осиованные на окрашиваиии стекол и пластиков.

Детекторы ионизирующих излучений, основанные на стимулировании люминесценции в твердых телах и на окрашивании стекол и пластиков, отличаются простотой изготовления, низкой стоимостью, длительным сроком службы, безотказностью в работе, небольшими габаритными размерами, широким диапазоном регистрации поглощенной дозы.

Механизм термолюминесценции можно объяснить, используя модели, в которых между зоной проводимости $П$ и валентной зоиой $В$ предполагается существование дискретных уровней (центров) захвата $з$ и активации $А$ (рис. 6.1, *б*).

Вначале рассмотрим неактивированный фосфо́р, имеющий дефекты (рис. 6.1, *а*). При облучении его создаются центры, которые

Таблица 6.1. **Оптические эффекты, возникающие в люминофорах под действием ионизирующих излучений**

Процессы образования центров высвечивания (или тушения), возникающие под действием излучений	Степень устойчивости центров при измерениях	Вид возбуждения центров при измерениях	Оптический эффект действия ионизирующего излучения	Состояние люминофора до измерения	Состояние люминофора в процессе измерения
Сцинтилляционные процессы — нестимулированные, с быстрым высвечиванием центров люминесценции	Неустойчивые	Прямое действие ионизирующего излучения	Сцинтилляция	Необлученное вещество не люминесцирует	Под действием ионизирующего излучения определенной интенсивности интенсивность люминесценции не изменяется
Процессы, характеризующиеся запасенной светосуммой и последующим стимулированным высвечиванием центров люминесценции	Неустойчивые, разрушаются при дополнительном возбуждении	Нагрев	Термолюминесценция	Энергия локализована в центрах люминесценции	Интенсивность люминесценции вначале увеличивается, а затем уменьшается
	Устойчивые, не разрушаются	Освещение ультрафиолетовым или видимым светом	Радиофотолюминесценция	Необлученное вещество не люминесцирует	Интенсивность люминесценции с более длинноволновым спектром не изменяется, пока действует измерительное освещение
Процессы, приводящие к тушению нормальной люминесценции (например, образование новых центров захвата в результате облучения) с последующим стимулированным высвечиванием центров люминесценции	То же	Освещение ультрафиолетовым светом	Деградация люминесценции	Необлученное вещество люминесцирует	Интенсивность люминесценции уменьшается под действием ионизирующего излучения

Продолжение табл. 6.1

Процессы образования центров высвечивания (или тушения), возникающие под действием излучений	Степень устойчивости центров при измерениях	Вид возбуждения центров при измерениях	Оптический эффект действия ионизирующего излучения	Состояние люминофора до измерения	Состояние люминофора в процессе измерения
Процессы, приводящие к образованию центров окраски (например, при захвате электронов и дырок дефектами кристаллической решетки)	Устойчивые, не разрушаются	Освещение видимым светом	Изменение цвета (окрашивание)	Необлученное вещество имеет прозрачную спектральную область	Поглощение света в областях, облученных ионизирующим излучением

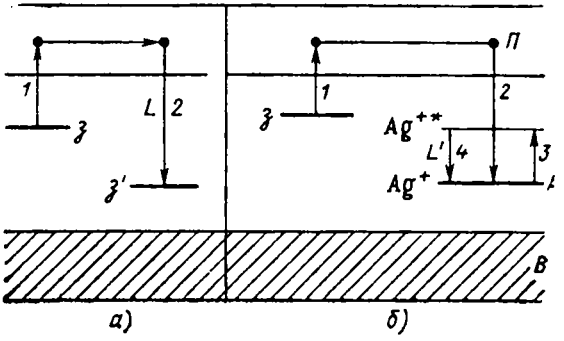


Рис. 6 1

обусловлены захватом электронов или дырок вакансиями *з*, *з'*. При нагревании кристалла электрон переходит в зону проводимости *1*, а затем рекомбинирует *2* с вакантным уровнем *з'* (дыркой). Этот переход сопровождается люминесценцией *L*. Если кристалл активирован примесью (Ag), то ионизирующее излучение выбивает электрон, который захватывается ловушкой *з*. Образовавшаяся дырка связана с Ag^+ (рис. 6.1, *б*). Нагрев кристалла приводит к переходу электрона из ловушки *з* в зону проводимости *1*. Из зоны проводимости электрон рекомбинирует *2* с дыркой активатора *А*, который переходит в возбужденное состояние Ag^{+*}*3*. Из возбужденного состояния Ag^{+*} возвращается в исходное *4* с выходом люминесценции *L*, находящейся в ультрафиолетовой области. В процессе измерения люминесценции (нагрев) центры окраски, созданные ионизирующим излучением, разрушаются.

Для объяснения радиофотолюминесценции фосфатных стекол, активированных серебром, также используется зонная схема энергетических уровней (рис. 6.2).

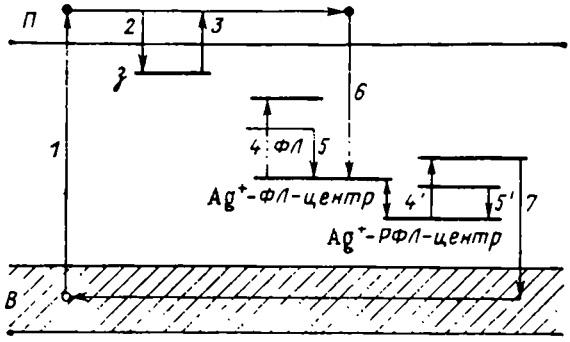


Рис. 6 2

При этом предполагается наличие трех дискретных уровней: уровень захвата (*з*), Ag^+ — *ФЛ*-центров и Ag^+ — *РФЛ*-центров. Под действием ионизирующего излучения электронам, находящимся в валентной зоне *В*, передается энергия для перехода их в зону проводимости *1*. Некоторые электроны *2* попадают из зоны проводимости на захватные уровни *з*. Вследствие термических переходов электроны *3* поступают опять в зону проводимости, из которой электроны *6* захватываются положительно заряженными атомами серебра, что приводит к образованию Ag^+ — *ФЛ*-центров, которые затем переходят в Ag^+ — *РФЛ*-центры (переходы *4, 5* соответствуют возбуждению и фотолюминесценции необлученного стекла; *4'*, *5'* — возбуждению и радиофотолюминесценции после облучения). Переход *7* объясняется рекомбинацией электронов, находящихся на уровне Ag^+ — *РФЛ*-центров, с дырками, что вызывает восстановление Ag^+ — *ФЛ*-центра. После облучения кристалла продолжается процесс перехода Ag^+ — *ФЛ*-центров в Ag^+ — *РФЛ*-центры в течение нескольких дней (при комнатной температуре). Ag^+ — *РФЛ*-центры остаются стабильными в процессе измерения радиофотолюминесценции. Они возбуждаются при облучении ультрафиолетовым светом, а затем люминесцируют. Процесс измерения можно неоднократно повторять. Таким образом, кристалл после измерения *РФЛ* не теряет своей информации. Ag^+ — *РФЛ*-центры разрушаются при длительном нагревании до 150 °С, превращаясь снова в Ag^+ — *ФЛ*-центры.

В табл. 6.1 приведена классификация оптических эффектов, возникающих в люминофорах под действием ионизирующих излучений, и состояний люминофора до измерения и в процессе измерения.

6.1. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Сцинтилляционные методы регистрации излучений основаны на изменении интенсивности световых вспышек, возникающих в люминесцирующих веществах при прохождении через них ионизиру-

ющего излучения. Для регистрации световых вспышек используется *фотоэлектронный умножитель* (ФЭУ) с регистрирующей электронной схемой.

Вещества, испускающие свет под действием ионизирующего излучения, называются *сцинтилляторами* (фосфо́рами, флуорами, люминофорами). Однако известно, что среди твердых, жидких и газообразных веществ материалы с хорошими люминесцирующими свойствами встречаются довольно редко. У подавляющего большинства веществ энергия возбужденного атома переходит в энергию движения молекул или в тепло, так как в результате взаимодействия соседних атомов и молекул среды энергия возбужденного атома передается соседним атомам и молекулам, прежде чем сможет произойти испускание излучения.

Впервые метод сцинтилляции был использован для визуального подсчета числа α-частиц с помощью *спинтарископа* (рис. 6.3).

Основным элементом спинтарископа является экран *1* из сернистого цинка, на котором через лупу *3* можно наблюдать отдельные вспышки (сцинтилляции) от α-частиц, излучаемых радиоактивным препаратом, нанесенным на острие *2*.

Спинтарископ до настоящего времени широко используется в учебных лабораториях, так как является весьма наглядным прибором. Однако временная разрешающая способность глаз человека позволяет вести счет сцинтилляций на спинтарископе со скоростью не более 60 вспышек в 1 мин, вследствие чего этот прибор не нашел широкого применения на практике.

С появлением устойчивых в работе ФЭУ сцинтилляционный метод начал шире использоваться в дозиметрии.

Современный *сцинтилляционный счетчик* представляет собой комбинацию сцинтилляционного кристалла (сцинтиллятора) с ФЭУ. ФЭУ позволяют преобразовывать слабые световые вспышки от сцинтиллятора в достаточно большие электрические импульсы, которые можно зарегистрировать обычной несложной электронной аппаратурой. ФЭУ в некоторой степени можно сравнивать с пропорциональными счетчиками. В пропорциональных счетчиках для увеличения импульса используется газовое усиление, а в ФЭУ — вторичная эмиссия электронов на динодах, приводящая к значительному усилению электронного тока (коэффициент усиления фотоэлектронных умножителей достигает 10^5—10^{10}).

Сцинтилляционные счетчики можно применять для измерения числа заряженных частиц γ-излучения быстрых и медленных нейтронов; для измерения мощности дозы от β-, γ- и нейтронного излучений; для исследований спектров γ- и нейтронного излучений.

Сцинтилляционный метод имеет некоторые преимущества перед другими методами. Прежде всего это высокая эффективность для проникающих излучений (для γ-излучения — десятки процентов). Далее, малое время высвечивания сцинтилляторов (для неорганических кристаллов — порядка 10^{-7} с, для органических — 10^{-8}—10^{-9} с). Это обеспечивает высокую временную разрешающую способность сцинтилляционных счетчиков или малое мертвое

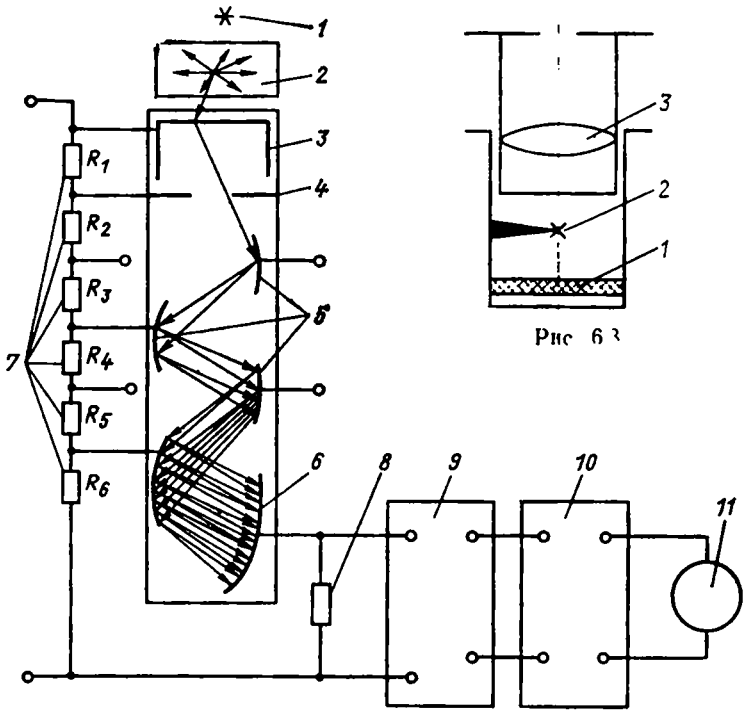


Рис 6 4

время счетчиков Следовательно, представляется возможность проводить измерения с короткоживущими радионуклидами.

Чувствительность сцинтилляционных счетчиков на несколько порядков выше чувствительности ионизационных камер и газовых пропорциональных счетчиков.

Наконец, для некоторых сцинтилляторов и для определенных излучений существует пропорциональность между амплитудой светового импульса и энергией частицы, что удобно при использовании сцинтилляционных счетчиков для спектрометрии ионизирующего излучения.

Рассмотрим вначале схему сцинтилляционного счетчика (рис 6 4), а затем процессы, происходящие в нем.

Ионизирующее излучение, выходящее из источника *1*, поступает в сцинтиллятор *2* и создает в нем сцинтилляционные вспышки Часть фотонов света, испускаемых сцинтиллятором, попадает на катод ФЭУ *3* ФЭУ представляет собой баллон, в котором создан вакуум. На один из участков внутренней поверхности ФЭУ нанесен полупрозрачный сурьмяно-цезиевый слой, служащий катодом Под воздействием фотонов света с катода вырываются фотоэлектроны, которые, пройдя фокусирующую диафрагму *4*, электрическим полем последовательно направляются на электроды-ум-

ножители (диноды или эмиттеры) *5* и собираются на аноде (коллекторе) *6* Для питания ФЭУ используются источник стабилизированного напряжения ~1000—2200 В и R_1—R_6 — делитель напряжения *7* Далее через анод потечет ток и на резисторе *8* появится импульс напряжения, который, пройдя усилитель *9*, поступает на пересчетный прибор *10* и механический счетчик *11*.

Процессы, происходящие в сцинтилляционном счетчике, можно разделить на следующие стадии· 1) поглощение излучения в сцинтилляторе и образование заряженных частиц; 2) ионизация и возбуждение атомов и молекул сцинтиллятора заряженными частицами и излучение фотонов света; 3) собирание фотонов света на фотокатод ФЭУ; 4) поглощение фотонов света на катоде ФЭУ и выход фотоэлектронов; 5) фокусировка фотоэлектронов на первый эмиттер и электронное умножение.

При прохождении через сцинтиллятор энергия первичного излучения $E_п$, состоящего из заряженных частиц, возникших от первичного γ-излучения или нейтронов, может быть поглощена полностью или частично A.

Поглощенная энергия $AE_п$ зависит от соотношения толщины d сцинтиллятора и максимального пробега заряженной частицы в сцинтилляторе Длина свободного пробега обусловлена природой и энергией частиц и тормозной способностью сцинтиллятора.

Полное поглощение энергии заряженной частицы в сцинтилляционном кристалле (т е $A=1$) и 100 %-ная эффективность регистрации частиц возможны в том случае, если толщина кристалла больше максимальной длины пробега r заряженной частицы ($d>r$). [Краевой эффект и эффект обратного рассеяния устраняются перемещением источника заряженных частиц внутрь кристалла сцинтиллятора (4π-геометрия)]

При облучении сцинтиллятора γ-излучением обычно только часть его энергии остается в кристалле и расходуется на образование заряженных частиц (вследствие большой проникающей способности γ-излучения)

Доля поглощенной в сцинтилляторе энергии

$$\eta = 1 - \exp(-\mu d) \approx \mu \qquad (6.1)$$

определяет эффективность регистрации γ-излучения кристаллом

Итак, число заряженных частиц, создаваемых γ-излучением в сцинтилляторе, и их энергия обусловлены энергией γ-излучения $E_п$ и процессом поглощения (при $A=1$)

Поглощенная энергия в сцинтилляторе $E_п$ в основном расходуется на ионизацию и возбуждение, в процессе которых часть энергии может переходить в теплоту

Возбужденные молекулы и атомы кристалла вновь излучают энергию в виде фотонов света с энергией $E_ф$. При этом спектр излучения различных сцинтилляторов не зависит от природы ионизирующих частиц и совпадает со спектром люминесценции, вызываемой ультрафиолетовым излучением, эффективность преобразо-

вания которого больше, чем в случае действия ионизирующих частиц.

Эффективность преобразования энергии заряженных частиц в световую энергию фотонов называется *конверсионной эффективностью* сцинтиллятора $\eta_к$ (физический световой выход). Она определяется отношением энергии фотонов света $E_ф$, образующихся в сцинтилляторе, к поглощенной в нем энергии $E_п$ заряженных частиц или отношением энергии светового фотона $\overline{h\nu}$ к средней энергии W, затрачиваемой частицей на его создание:

$$\eta_к = E_ф/E_п = p\overline{h\nu}/E_п = \overline{h\nu}/W, \qquad (6.2)$$

где $E_ф = p\overline{h\nu}$; p — число фотонов света; $W = E_п/p$. Оставшаяся часть энергии $E_п - E_ф$ тратится на переходы без испускания света.

Отношение световой энергии, выходящей из сцинтиллятора, к энергии, потерянной в нем частицей, называется *технической эффективностью*, или *техническим световым выходом*. Техническая эффективность сцинтилляторов зависит от прозрачности сцинтиллятора к собственному излучению, от его толщины и посторонних примесей. У качественных сцинтилляторов техническая эффективность должна быть близка к конверсионной эффективности.

На практике используют понятие *относительный световой выход* (т. е. отношение технического светового выхода данного сцинтиллятора к техническому световыходу эталонного сцинтиллятора) (табл. 6.2, 6.3).

Таблица 6.2. **Характеристики неорганических люминофоров**

Кристалл	Плотность ρ, г/см³	$Z_{эф}$	Температура измерения t, °С	Конверсионная эффективность для β частиц $\eta_к$, %	Время высвечивания τ, 10^{-6} с	Световой выход относительно NaI (Tl)	α/β	Максимальная длина волны спектра люминесценции, нм	Примечания
ZnS (Ag)	4,1	27	+20	28,0	1,0	1,0	1,5	450	Регистрация тяжелых частиц
CdS (Ag)	4,8	44	+20	20,0	200	1,0	—	760	
NaI (Tl)	3,67	50	+20	8,4	0,25	1,0	0,5	410	Регистрация β- и γ-излучений
NaI	3,67	50	—188	16,8	0,05	2,0	>1,0	303	
KI (Tl)	3,13	49	+20	2,5	1,0	0,3	0,6	410	
CsI (Tl)	4,51	54	+20	3,0	0,5	0,3	0,5	560	Регистрация γ-излучения
CsI	4,51	54	—188	6,0	0,1	2,0	0,85	420	
LiI (Tl)	4,06	52	+20	1,0	1,2	0,1	<1,0	450	Регистрация нейтронов
LiI (Eu)	4,06	52	—140	3,0	1,0	0,7	>1,0	460	
CaI_2 (Eu)	4,5	51	+20	15,1	0,5	1,8	—	—	Регистрация β- и γ-излучений
CsF	3,59	53	+20	0,1	0,05	0,095	0,2	390	Регистрация γ-излучения
$CaWO_4$	6,1	59	+20	4,0	6,0	0,5	<1,0	430	Регистрация тяжелых частиц
$CdWO_4$	7,9	61	+20	8,0	6,0	0,9	—	530	

Таблица 6.3. **Характеристики органических люминофоров**

Кристалл	Плотность ρ, г/см³	$Z_{эф}$	Конверсионная эффективность $\eta_к$, %	Время высвечивания (при β-возбуждении) τ', 10^{-9} с	Световой выход относительно антрацена η*	α/β	Максимальная длина волны спектра люминесценции, нм
Антрацен ($C_{14}H_{10}$)	1,25	5,8	6,0	270	1,0	0,1	445
Стильбен ($C_{14}H_{12}$)	1,16	5,7	2,5	6,0	0,4—0,7	0,08	410
Нафталин ($C_{10}H_8$)	1,15	5,8	1,0	75	0,2	—	345
Толан ($C_{14}H_{10}$)	1,18	5,8	4,5	4,0	0,3—0,5	0,07	390
п-Терфенил ($C_{18}H_{14}$)	1,23	5,8	4,5	4,5	0,3—0,5	0,08	400
Нафталин + антраниловая кислота	1,15	5,8	3,0	10	0,5—0,6	—	414

Из соотношения (6.2) определяем число испущенных сцинтиллятором фотонов

$$p = E_{п}\eta_{к}/(\overline{h\nu}). \tag{6.3}$$

Процесс выхода световой энергии из сцинтиллятора называется *высвечиванием*. Высвечивание не является мгновенным процессом. Интенсивность высвечивания φ_{w_t} изменяется со временем t по экспоненциальному закону:

$$\varphi_{w_t} = \varphi_{w_0} \exp(-t/\tau'), \tag{6.4}$$

где φ_{w_0} — максимальная интенсивность излучения при $t=0$; τ' — постоянная времени высвечивания, характеризующая время, необходимое для уменьшения интенсивности сцинтилляции в e раз. (Если при описании процесса несколько экспонент со своими постоянными времени высвечивания заменяются одной, то вместо τ' вводят эффективное время высвечивания $\tau_{эф}$.)

Постоянная времени высвечивания наиболее быстрого компонента у разных сцинтилляторов изменяется в пределах от 10^{-9} до 10^{-5} с.

Число фотонов p_t, выходящих за время t, равно

$$p_t = p[1 - \exp(-t/\tau')]. \tag{6.5}$$

Световой выход для различных видов ионизирующего излучения в одном и том же сцинтилляторе различен. Он зависит от массы, заряда и энергии частицы. Поэтому вводят характеристику, называемую отношением α/β (табл. 6.2, 6.3), показывающую, во сколько раз световой выход сцинтиллятора под действием α-излучения больше или меньше, чем под действием β-излучения.

Важной характеристикой сцинтиллятора является также *спектр люминесценции*, т. е. распределение излучаемых фотонов по энер-

гиям. Спектр люминесценции сцинтиллятора должен соответствовать спектральной чувствительности ФЭУ.

Не все фотоны, возникшие в сцинтилляторе, достигают катода фотоумножителя, так как имеются потери испускаемого света, зависящие в основном от оптической прозрачности сцинтиллятора к своему собственному световому излучению, от спектра люминесценции и условий собирания света. Оптическая прозрачность сцинтиллятора T_p зависит от коэффициента оптического поглощения $\mu_{св}$ и длины пути x фотона света в кристалле:

$$T_p = \exp(-\mu_{св} x). \tag{6.6}$$

Длина пути фотона света в кристалле обычно бывает больше толщины кристалла d, так как фотон испытывает многократное отражение от поверхности кристалла прежде, чем он дойдет до катода фотоумножителя. Коэффициент оптического поглощения $\mu_{св}$ зависит от длины волны падающего и флуоресцирующего излучения. Чем больше область их перекрытия, тем больше фотонов с длиной волны, соответствующей области перекрытия, поглощается сцинтиллятором. Для некоторых кристаллов (антрацен, иодистый натрий и др.) указанная область мала, следовательно, мало и значение $\mu_{св}$. Поэтому можно увеличить толщину кристалла d, что повлечет за собой возрастание доли энергии, теряемой в сцинтилляторе при прохождении через него заряженных частиц или неионизирующего излучения. Для некоторых поликристаллов (сернистый цинк и др.) $\mu_{св}$ велико из-за большого внутреннего рассеяния света, поэтому такие сцинтилляторы должны быть тонкими.

Помимо прозрачности, на световой выход влияют также рассеяние света через верхнюю и боковые поверхности сцинтиллятора и собирание света на фотокатоде через нижнюю поверхность. Собирание света зависит от оптической геометрии и телесного угла, под которым виден сцинтиллятор с фотокатода. Чтобы уменьшить рассеяние и максимально увеличить световой выход через нижнюю поверхность кристалла, верхнюю и боковую поверхности кристалла покрывают слоем MgO, серебрят или окружают алюминиевой фольгой, иногда эти поверхности делают шероховатыми, что приводит к увеличению диффузного отражения.

Примыкающую к фотоумножителю поверхность кристалла смазывают обычно вазелином или глицерином для улучшения оптического контакта на границе между кристаллом и стеклянным баллоном ФЭУ.

Таким образом, число фотонов $p_к$, которые попадут на катод фотоумножителя с учетом прозрачности кристалла T_p и эффективности собирания света σ, меньше числа фотонов p, испускаемых сцинтиллятором:

$$p_к = T_p \sigma p. \tag{6.7а}$$

Для отдельных специальных лабораторных образцов сцинтилляционных счетчиков можно принять $T_p \approx 1$ и $\sigma \approx 1$.

На основании исследований современных сцинтилляционных счетчиков было установлено, что *квантовый выход* g фотоэлектронов с катода фотоумножителя на один испускаемый фотон сцинтиллятора колеблется от 10 до 20 %. При этом испытывали такие счетчики, у которых спектр люминесценции был близок к кривой спектральной чувствительности фотокатода ФЭУ.

Зная число фотонов $p_к$, попадающих на катод фотоумножителя, и квантовый выход g фотоэлектронов на один фотон, можно вычислить число фотоэлектронов $N^к_э$, возникающих на катоде фотоумножителя:

$$N^к_э = p_к g. \tag{6.7б}$$

Подставляя значение $p_к$ из выражений (6.7а), (6.7б) в (6.3) и принимая, что $T_р \approx 1$ и $\sigma \approx 1$, получаем

$$N^к_э = E_п \eta_к g/(\overline{h\nu}) = E_п/f; \tag{6.8}$$

$$f = \overline{h\nu}/(\eta_к g) = \overline{\eta\nu} W/(\overline{h\nu} g) = W/g, \tag{6.9}$$

где f — коэффициент, характеризующий отношение поглощенной энергии, кэВ, затраченной на образование одного фотона, к выходу фотоэлектронов с катода ФЭУ на один испускаемый сцинтиллятором фотон. Тогда

$$N^к_э = E_п g/W. \tag{6.10а}$$

Если измеряется γ-излучение, в выражении (6.8) необходимо учесть эффективность сцинтилляционного счетчика к γ-излучению [см. выражение (6.1)], т. е. ввести коэффициент ослабления μ:

$$N^к_э = E\mu\eta_к g/(\overline{h\nu}). \tag{6.10б}$$

Фотоэлектроны на катоде фотоумножителя могут быть обусловлены также фоном, который создается космическим излучением, радиоактивным загрязнением помещения, воздуха, активностью почвы, стекла ФЭУ и кристалла.

Кроме того, в самом фотоэлектронном умножителе возникают собственные шумы, определяющие его темновой ток. Темновые импульсы появляются вследствие термоэлектронной эмиссии электронов с фотокатода. На фоне этих импульсов регистрируются измеряемые импульсы от источника. Темновые импульсы можно уменьшить, например, охлаждением фотоумножителя. В случае особо жестких требований к собственным шумам ФЭУ, например при измерении малых активностей, применяют ФЭУ из спецнального натриевого стекла — так называемые беснумовые ФЭУ (натриевое стекло не содержит радионуклид ^{40}K).

Число фотоэлектронов, возникших на катоде ФЭУ, в дальнейшем увеличивается вследствие вторичной эмиссии на последующих диподах.

Важная характеристика фотоэлектронного умножителя — *интегральная чувствительность*, т. е. отношение тока анода А, к

вызвавшему его световому потоку, лм*. Существенна также *спектральная чувствительность* фотокатода, которая должна соответствовать спектру высвечивания используемого в счетчике сцинтиллятора. Для сурьмяно-цезиевого фотокатода ФЭУ, который применяется с кристаллом NaI(Tl), она лежит в области 400 нм.

Если ФЭУ имеет n динодов, а *коэффициент электронного умножения* каждого из них равен δ', то ток, возникающий на аноде, $I_а$ будет равен $I_а = I_к \delta'^n$, где $I_к$ — ток на фотокатоде.

Отношение анодного тока $I_а$ к току на фотокатоде $I_к$ называется *коэффициентом усиления фотоэлектронного умножителя*

$$\zeta = I_а / I_к = \delta'^n. \tag{6.11}$$

Для различных ФЭУ $\zeta = 10^5 \div 10^{10}$, $n = 8 \div 14$. Наиболее распространенные покрытия электродов — сурьмяно-цезиевые и различные высокоэффективные сплавы. Коэффициент электронного умножения δ' для различных покрытий находится в пределах от 3 до 10. Он зависит от вторичной электронной эмиссии материала динода, эффективности собирания электронов с предыдущего динода и разности потенциалов между динодами.

Число электронов $N^а_э$, собирающихся на аноде и определяющих сигнал на выходе ФЭУ, при поступлении на сцинтиллятор ионизирующей частицы с энергией $E_п$ равно

$$N^а_э = \frac{E_п \eta_к g}{\overline{h\nu}} \zeta. \tag{6.12}$$

Заряд, собираемый на аноде ФЭУ,

$$Q = N^а_э e = \frac{E_п \eta_к g e}{\overline{h\nu}} \zeta \tag{6.13}$$

изменяет потенциал на величину

$$U = \frac{Q}{C} = \frac{E_п \eta_к g e^*_э}{\overline{h\nu} C} = \frac{E_п e^*_э}{fC}, \tag{6.14}$$

где C — емкость анода ФЭУ и монтажной цепи.

Формула (6.14) характеризует физические процессы, происходящие в сцинтилляционном счетчике. Используя ее, можно оценивать сигнал на выходе ФЭУ.

Время полета электронов через фотоумножитель составляет 10^{-8}—10^{-9} с.

Счетная характеристика сцинтилляционного счетчика для NaI(Tl) показана на рис. 6.5. При напряжении на ФЭУ ниже U_1 усиление его мало. С увеличением напряжения ($U > U_1$) при достаточно интенсивных вспышках сцинтиллятора появляются импульсы тока на нагрузке ФЭУ. В рабочей области U_1—U_2 ско-

* Люмен (лм) — световой поток, падающий на поверхность 1 м² при освещенности ее 1 люкс (лк); 1 лк — освещенность, создаваемая источником света в 1 свечу (св) на расстоянии 1 м.

рость счета мало зависит от напряжения, создаваемого на электродах ФЭУ. Иногда напряжение на рабочем участке выбирают таким образом, чтобы отношение напряжения полезного сигнала $U_{сиг}$ от источника излучений к фону $U_{фон}$ было максимальным, т. е.

$$U_{раб.макс} = U_{сиг}/U_{фон}. \qquad (6.15)$$

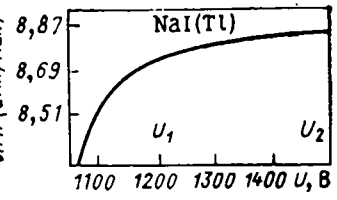


Рис. 6.4

6.1.1. Сцинтилляторы, применяемые в дозиметрии

К сцинтилляторам, применяемым в дозиметрии, предъявляют следующие основные требования: высокая прозрачность сцинтиллятора к собственному излучению; небольшой ход с жесткостью в широком интервале энергий; пропорциональность сцинтилляционной вспышки и мощности поглощенной дозы в значительном интервале энергий; радиационная стойкость; высокое значение конверсионной эффективности; малое время высвечивания; соответствие спектра люминесценции спектральной чувствительности фотокатода ФЭУ.

Сцинтилляторы классифицируются на неорганические и органические (кристаллические); органические пластмассовые (твердые растворы); органические жидкостные и газовые.

Неорганические сцинтилляторы, применяемые для детектирования и спектрометрии ионизирующего излучения, можно разделить на три группы: сульфиды [ZnS(Ag), активированные серебром или медью, CdS(Ag), активированные серебром]; галогениды щелочных металлов [NaI(Tl), CsI(Tl), LiI(Tl), активированные таллием, CaI_2(Eu), LiI(Eu), активированные европием, CsF — нективированный] и вольфраматы [$CaWO_4$, $CdWO_4$. Свойства неорганических сцинтилляторов приведены в табл. 6.2.

Сцинтилляторы типа сернистого цинка или кадмия, активированные серебром или медью, применяют в виде микрокристаллического порошка с толщиной слоя 25—50 мг/см². Такие порошки имеют очень низкую прозрачность $T_р$ для люминесцентного (собственного) излучения, так что фотоумножитель может зарегистрировать только те вспышки, которые возникают в поверхностном слое сцинтиллятора, прилегающем к фотокатоду. Сернистый цинк (ZnS) используют для регистрации тяжелых частиц, обладающих малым пробегом в кристалле, что позволяет изготовить очень тонкие сцинтилляторы, которые практически прозрачны для собственного излучения. Конверсионная эффективность ZnS очень высока и достигает 28 % при возбуждении α-частицами. Время высвечивания ZnS составляет $\tau' = 10^{-6}$ с, что значительно больше по сравнению с временем высвечивания других сцинтилляторов. Сцинтиллятор CdS (Ag) может быть выращен в виде небольшого полупрозрачного монокристалла. Применяют CdS(Ag) для регистрации α-частиц.

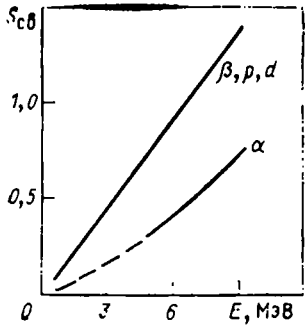


Рис. 6.6

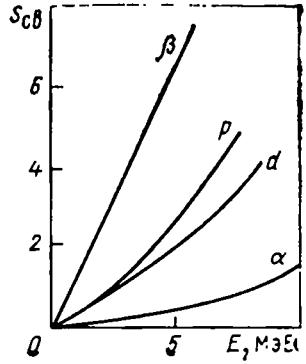


Рис. 6.7

Для исследования γ-излучений лучшим щелочногалоидным сцинтиллятором является NaI(Tl) из-за большого фотовклада. К недостаткам этого сцинтиллятора следует отнести его гигроскопичность (для предохранения от влаги кристалл заключают в алюминиевую упаковку). Кроме того, при продолжительном облучении поверхность кристалла приобретает желтоватый оттенок из-за выделения иода.

При температуре жидкого азота световой выход неактивированного NaI в 2 раза выше, а время высвечивания в 5 раз меньше, чем у NaI(Tl) при комнатной температуре. Аналогичное явление наблюдается у монокристалла CsI (табл. 6.2).

Световой выход $S_{св}$ сцинтиллятора NaI(Tl) зависит от энергии β-частиц, протонов и дейтонов (рис. 6.6), а для α-частиц эта зависимость нелинейна. Световой выход и, следовательно, конверсионная эффективность уменьшаются с увеличением плотности ионизации. Экспериментальные данные показывают, что значительная часть энергии α-частиц затрачивается на переходы, не сопровождающиеся испусканием света.

Иодистый цезий (активированный таллием) CsI(Tl) по своим сцинтиллирующим свойствам аналогичен NaI(Tl). Монокристаллы LiI, LiI(Tl) применяют для регистрации нейтронного излучения. Сцинтилляторы $CaWO_4$ и $CdWO_4$ используют в виде мелких кристаллов (из-за сложности выращивания монокристаллов) для обнаружения тяжелых частиц. Монокристалл $CaI_2(Eu)$ обладает очень высоким световым выходом — в 1,5—1,8 раза больше, чем NaI(Tl), но он еще более гигроскопичен, чем NaI(Tl).

Стеклянные сцинтилляторы применяют для регистрации излучений в агрессивных средах. Они просты в изготовлении и дешевы. В стеклянных сцинтилляторах центры люминесценции — ионы, непосредственно входящие в состав стекла. Наиболее эффективный активатор — церий. Световой выход стеклянных счетчиков составляет 10—15 % относительно светового выхода NaI(Tl), время высвечивания — около $0{,}15 \cdot 10^{-6}$ с.

Особенность всех *органических сцинтилляторов* — очень малое время высвечивания (на два порядка ниже, чем у неорганических сцинтилляторов), но органические сцинтилляторы имеют несколько меньшую конверсионную эффективность. Содержание водорода в органических соединениях позволяет использовать их для регистрации быстрых нейтронов. Особенно широко для этих целей применяют стильбен (табл. 6.3). При детектировании тяжелых частиц органические сцинтилляторы имеют низкий и нелинейный (в зависимости от энергии) световой выход.

Для регистрации нейтронов различных энергий используют *комбинированные сцинтилляторы.* В их состав входят органические и неорганические сцинтилляторы, а также несцинтиллирующие вещества (водородсодержащие вещества, вещества с большим сечением поглощения тепловых нейтронов — ^{6}Li, ^{10}B). Комбинированные сцинтилляторы применяют также для суммарной и раздельной регистрации ионизирующего излучения [различные слоистые сцинтилляторы, состоящие из пластмассы с нанесенным на нее слоем ZnS(Ag)] (см. гл. 8).

Из всех органических сцинтилляторов (табл. 6.3) антрацен $C_{14}H_{10}$ имеет наибольшую конверсионную эффективность $\eta_к = 6\ \%$. Время высвечивания $\tau' = 2{,}7 \cdot 10^{-7}$ с.

Световой выход антрацена в зависимости от энергии нелинеен для всех тяжелых частиц (протонов, дейтонов и α-частиц, рис. 6.7) по той же самой причине, что и для α-частиц при использовании неорганического сцинтиллятора NaI(Tl).

При активировании нафталина 2,5 %-ной антраниловой кислотой конверсионная эффективность его увеличивается втрое, время высвечивания уменьшается в 7,5 раза. Для органических кристаллов имеются и другие активаторы, улучшающие их люминесцентные свойства.

Высвечивание органических сцинтилляторов можно представить в виде суммы экспоненциальных компонентов, состоящей из быстрого компонента (время высвечивания около 10^{-9} с), несущего 80 % полного светового выхода, и медленного компонента [время высвечивания около $(0{,}1—100) \cdot 10^{-6}$ с]. Установлено, что время высвечивания быстрого компонента не зависит от вида ионизирующего излучения, а время высвечивания медленных компонентов зависит от вида частиц: чем тяжелее частица, тем оно больше.

Различны также и интенсивности высвечивания, и формы регистрируемых импульсов. Следовательно, что различие можно использовать для разделения и регистрации одновременно действующих различных видов излучения. В настоящее время опубликовано большое количество различных схем разделения по форме импульса для регистрации быстрых нейтронов при значительном фоне от γ-излучения (см. гл. 8).

Такой характер сцинтилляций объясняется тем, что часть первичных возбужденных молекул при переходе в основное состояние испускает фотоны света, которые образуют быстрый компонент сцинтилляции со временем высвечивания около 10^{-9} с. Кроме

этих возбужденных молекул, могут быть молекулы другого происхождения, а именно: возбужденные молекулы, образовавшиеся при рекомбинации электронов и первоначально ионизированных молекул. Принципиально они ничем не отличаются от первоначально возбужденных молекул, но время высвечивания сцинтилляций в них определяется временем рекомбинации ионизированных молекул, которое может быть около 10^{-7}—10^{-4} с.

В принципе возможны три типа схем разделения, основанных на сравнении компонентов импульсов тока. Зарегистрированные импульсы могут быть обусловлены зарядами, собранными от быстрого компонента импульса, медленного компонента импульса и импульса от полного заряда. Первый тип схем разделения основан на сравнении быстрого компонента импульса с импульсом, образованным полным зарядом. Второй тип схемы разделения осуществлен на сравнении медленного компонента импульса с импульсом, образованным полным зарядом. Третий тип схемы разделения основан на сравнении быстрого и медленного компонентов импульсов. Было показано, что из этих трех типов схем разделения наиболее удачен вариант, осуществленный на сравнении быстрого компонента с медленным, наименее удачен второй тип этих схем.

Органические кристаллы-сцинтилляторы применяют в основном для детектирования и спектрометрии β- и нейтронного излучений.

Пластмассовые органические сцинтилляторы состоят из растворителя (полистирол, поливинилтолуол и др.), активаторов и сместителя спектра (*п*-терфенил, POPOP, тетрафенилбутадиен и др.). Сместитель спектра (преобразователь частоты) предназначен для смещения спектра сцинтиллятора в область наибольшей чувствительности катода ФЭУ, что позволяет получать максимальный сигнал. Для этого сместитель спектра должен иметь спектр возбуждения, перекрывающийся со спектром излучения основного сцинтиллятора, а также спектр излучения, находящийся в области максимальной спектральной чувствительности фотокатода ФЭУ.

Концентрацию как активатора, так и сместителя спектра выбирают из условий максимального светового выхода. Световой выход с увеличением концентрации активатора вначале растет быстро и достигает максимального значения, а затем медленно уменьшается. В сцинтиллятор добавляют десятые доли процента сместителя спектра (например, POPOP). Этого вполне достаточно для смещения спектра люминесценции в длинноволновую область. Оптимальная концентрация активатора составляет 10—40 г/л, сместителей спектра — 0,1—2 г/л. Конверсионная эффективность пластмассовых сцинтилляторов 0,05—0,5 относительно антрацена, время высвечивания $(2—8)\cdot10^{-9}$ с. При понижении температуры люминесцентные свойства пластмассовых сцинтилляторов улучшаются.

Разрабатываются новые пластмассы на основе более прозрачных растворителей (например, полиметилметакрилат). Высокая прозрачность материалов позволяет изготовить детекторы больших

размеров методом полимеризации или горячей прессовкой. Пластмассовые сцинтилляторы хорошо обрабатываются механическим способом.

Жидкостные органические сцинтилляторы подразделяются на двухкомпонентные (раствор и активатор) и многокомпонентные (раствор, активатор и сместитель спектра). Наилучшие растворители — ароматические соединения: толуол, ксилол, фенилциклогексан, бензол и др. Весьма эффективными активаторами (растворенными ароматическими соединениями) являются *п*-терфенил, различные фенилоксазолы (PPO, POPOP, α-NPO и др.) и фенилоксадиазолы (PBД и др.). Сместителями спектров могут служить POPOP, PPO, α-NPO, PBД.

При наличии в жидкостном сцинтилляторе растворенного кислорода люминесцентные свойства его резко снижаются. Для их восстановления необходимо пропустить через раствор очищенный азот или аргон.

Световой выход у жидких сцинтилляторов меньше, чем у органических кристаллов. Он составляет от 0,04 до 0,4 относительно светового выхода антрацена; конверсионная эффективность относительно антрацена 0,05—0,5, т. е. та же, что и у пластмассовых сцинтилляторов; время высвечивания меньше, чем у антрацена, и составляет 10^{-9} с.

Жидкостные сцинтилляторы изготавливают особенно больших размеров, так как они имеют хорошую прозрачность, просты и дешевы, пригодны для регистрации всех видов излучений в геометрии 4π. Для регистрации тепловых нейтронов в раствор вводят соединения бора, кадмия, гадолиния и др.

Газовым сцинтиллятором может являться любой инертный газ, но наибольшим световым выходом обладает ксенон. Световой выход других инертных газов (криптон, неон, гелий и др.) составляет 0,3—0,6 относительно ксенона, а время высвечивания 10^{-8}—10^{-9} с. Газовые сцинтилляторы могут состоять из двухкомпонентной смеси инертных газов — легкого с добавкой тяжелого. С увеличением концентрации тяжелого газа относительный световой выход резко возрастает до максимального значения, затем монотонно падает. Световой выход смеси, состоящей из 90 % гелия и 10 % ксенона, в 1,2 раза больше светового выхода чистого ксенона.

Интенсивность люминесценции резко снижается при загрязнении инертных газов такими примесями, как водород, кислород, углеводороды. Поэтому при использовании газовых сцинтилляторов необходимо предусматривать очистку как люминесцирующего газа, так и камеры заполнения.

При использовании газовых сцинтилляторов необходим сместитель спектра. Для этих целей используют органические сцинтиллирующие соединения (*п, п'*-кватерфенил, дифенил, стильбен, тетрафенилбутадиен и др.), обладающие высокой конверсионной эффективностью, оптической прозрачностью, низким давлением насыщенных паров, механической и химической устойчивостью.

Наибольшее распространение получил кватерфениловый преобразователь.

Для расширения спектральной чувствительности в области ультрафиолетового излучения приемное окно ФЭУ изготовляют из кварцевого стекла, пропускающего ультрафиолетовое излучение. При одновременном использовании сместителя спектра и ФЭУ из кварцевого стекла можно получить счетчик с высоким временным разрешением и амплитудой импульса, увеличенной на 30 % по сравнению со стеклянным ФЭУ с использованием кватерфенила.

Амплитуда импульсов газового сцинтиллятора представляет собой линейную функцию энергии частиц, не зависящую от массы и заряда частиц.

Газовый сцинтилляционный счетчик — это камера, заполненная люминесцирующим газом под давлением. На внутреннюю поверхность камеры наносят отражающий слой из окиси магния и слой сместителя спектра. В некоторых случаях сместитель спектра наносят на катод ФЭУ.

Газовые сцинтилляторы рекомендуется применять для регистрации и спектрометрии тяжелых частиц, продуктов деления, нейтронов. Эти детекторы незаменимы там, где требуется дискриминация γ-фона.

Имеются данные по использованию в качестве сцинтиллятора жидкого или твердого ксенона, у которого световой выход при облучении α-частицами в 2 раза больше, чем у газообразного ксенона. Световой выход жидкого ксенона такой же, как у NaI(Tl), но время высвечивания меньше.

6.1.2. Регистрация γ-излучения

В предыдущем разделе показано [см. выражение (6.10б)], что число образующихся фотоэлектронов на фотокатоде на 1 см^3 сцинтиллятора равно

$$N_э^к = \frac{E\mu\eta_к g}{\overline{h\nu}}.$$

Рассмотрим влияние отдельных коэффициентов на $N^к_э$. Коэффициент ослабления μ зависит от процессов взаимодействия излучения с веществом сцинтиллятора, соответствующих фотопоглощению, некогерентному рассеянию, образованию пар. Каждый из этих процессов проявляется при определенной энергии. Следовательно, коэффициент μ представляет собой определяющий коэффициент в уравнении (6.10б), зависящий от энергии γ-излучения и эффективного атомного номера сцинтиллятора.

Конверсионная эффективность $\eta_к$ для неорганических сцинтилляторов при действии на них электронов различных энергий ($\geqslant$1 кэВ) постоянна. Для органических сцинтилляторов $\eta_к$ неизменна при энергии выше 200 кэВ.

Квантовый выход g не зависит от энергии поглощенного γ-излучения, так как ни спектральный состав, ни поглощение испус-

каемого света не зависят от способа возбуждения сцинтиллятора.

Если известны поглощенная энергия в 1 см^3 кристалла, выраженная через E_μ, энергия светового фотона $\overline{h\nu}$, коэффициенты $\eta_к g$ и размеры кристалла, можно создать сцинтилляционный счетчик, эффективность которого при регистрации γ-излучения достигает примерно 100 %. Например, для ^{203}Hg (E_γ=279 кэВ) эффективность сцинтиллятора NaI(Tl) диаметром 48 мм и высотой 50 мм равна 95 %. Эффективность газовых счетчиков в лучшем случае составляет 2 %.

Скорость счета фотонов сцинтилляционным счетчиком на два-три порядка выше скорости газовых счетчиков, так как время высвечивания сцинтилляторов намного меньше мертвого времени газовых счетчиков.

Для измерения мощности экспозиционной дозы, создаваемой γ-излучением, с помощью сцинтилляционного счетчика следует установить соотношение между мощностью экспозиционной дозы в воздухе $\dot{X}_в$ и током $I_а$ на аноде фотоумножителя.

Ток на аноде можно выразить так:

$$I_а = N_э^а \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19} \zeta = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \frac{E_п \eta_к g \zeta}{\overline{h\nu}}, \qquad (6.16)$$

где $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ — ток, соответствующий одному электрону в 1 с, А; ζ — коэффициент усиления ФЭУ.

Определим поглощенную энергию $E_п$ в единицу времени в сцинтилляторе массой M ($M = Sd\rho_Z$, где S, d, ρ_Z — соответственно площадь торца, высота и плотность сцинтиллятора) по формуле

$$E_п = \dot{D}_Z M. \qquad (6.17)$$

Здесь [см. формулу (4.18)] $\dot{D}_Z = \varphi_{w_x}(\mu_{en})_{m_Z} = \varphi_{w_0} \exp(-\mu_Z x)(\mu_{en})_{m_Z}$, где μ_Z и $(\mu_{en})_{m_Z}$ — линейный коэффициент ослабления γ-излучения в сцинтилляторе и массовый коэффициент поглощения энергии в веществе сцинтиллятора.

Подставляя найденные значения в формулу (6.17) и интегрируя по толщине сцинтиллятора от 0 до d, получаем

$$E_п = \varphi_{w_0}(\mu_{en})_{m_Z} S\rho_Z \int_0^d \exp(-\mu_Z x)\,dx = \frac{\varphi_{w_0}\rho_Z S (\mu_{en})_{m_Z}}{\mu_Z}[1 - \exp(\mu_Z d)]. \qquad (6.18)$$

Мощность экспозиционной дозы в зависимости от интенсивности излучения определяется по формуле

$$\dot{X}_в = \varphi_{w_0}(\mu_{en})_{m_в}, \qquad (6.18а)$$

где $(\mu_{en})_{m_в}$ — массовый коэффициент поглощения энергии для воздуха.

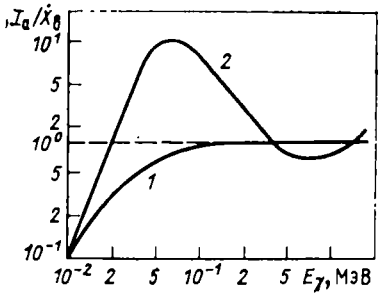


Рис. 6.8

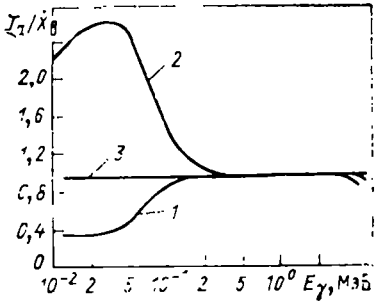


Рис. 6.9

Решая уравнения (4.18), (6.16), (6.18), получаем

$$\frac{I_a}{\dot{X}_в} = \frac{1{,}6\cdot 10^{-19}\eta_к g\zeta M}{\overline{h\nu}} \cdot \frac{[1-\exp(-\mu_Z d)]}{\mu_Z d} \cdot \frac{(\mu_{en})_{m_Z}}{(\mu_{en})_{m_в}}. \qquad (6.19)$$

Введем обозначения

$$f = \overline{h\nu}/(\eta_к g); \quad A = 1{,}6\cdot 10^{-19}\zeta M/f.$$

Тогда

$$\frac{I_a}{\dot{X}_в} = A \frac{[1-\exp(-\mu_Z d)]}{\mu_Z d} \cdot \frac{(\mu_{en})_{m_Z}}{(\mu_{en})_{m_в}}. \qquad (6.20)$$

При измерении мощности экспозиционной дозы существующими сцинтилляторами необходимо учитывать ход с жесткостью, т. е. отношение коэффициентов передачи энергии и отношение, определяющее ослабление γ-излучения в сцинтилляторе.

При тонком ($\mu_Z d \ll 1$) и воздухоэквивалентном $(\mu_{en})_{m_Z} = (\mu_{en})_{m_в}$ сцинтилляторе ход с жесткостью отсутствует.

С увеличением толщины сцинтиллятора ход с жесткостью увеличивается, особенно в области малых энергий. На рис. 6.8 даны графики хода с жесткостью NaI(Tl) ($Z_{эф}=50$) и антрацена ($Z_{эф}=5{,}8$). Максимум кривой хода с жесткостью NaI(Tl) *2* объясняется влиянием фотопоглощения. В области малых энергий кривая *2* проходит ниже значения $I_a/\dot{X}_в = 1$, а у антрацена кривая хода с жесткостью *1* во всей области малых энергий проходит ниже $I_a/\dot{X}_в = 1$, так как фотопоглощение сказывается значительно слабее.

Для исправления хода с жесткостью необходимо комбинировать два вещества так, чтобы компенсировалось их взаимное влияние в области фотопоглощения. Например, комбинируют органические и неорганические сцинтилляторы, растворяют люминесцирующее органическое вещество в основном растворителе (*n*-терфенил в бензоле), смешивают два мелкокристаллических органических сцинтиллятора с различным значением $Z_{эф}$. На рис. 6.9

показан ход с жесткостью антрацена *1*, хлораитрацена *2* и их смеси 3 (57 % аитрацена и 43 % хлораитрацена) толщиной 0,3 мм. Для смеси почти полностью компенсироваи ход с жесткостью.

Пример 1. Определить, какую мощность экспозиционной дозы, создаваемую γ-излучением в воздухе, можно измерить сцинтилляционным счетчиком (без учета хода с жесткостью). Сцинтиллятором служит антрацен.

Аиодный ток фотоумножителя $I_a = 10^{-6}$ А, коэффициент усиления ФЭУ $\zeta = 10^6$, масса кристалла $M = 20$ г. Для сцинтиллятора можно принять $f = 2/\eta^*$, где η^* — световой выход относительно антрацена. Для антрацена $\eta^* = 1$.

Решение. 1 Р соответствует энергии 87,7 эрг/г воздухоэквивалентного сцинтиллятора. Следовательно,

$$1\ \text{Р/ч} = \frac{87.7}{3600 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-9}} = 1{,}52 \cdot 10^7\ \text{кэВ/(г·с)}.$$

По выражению (6.19) определяем мощность дозы

$$\dot{X}_в = \frac{I_a f}{2{,}44 \cdot 10^{-12} \zeta M} = \frac{10^{-6} \cdot 2}{2{,}44 \cdot 10^{-12} \cdot 10^6 \cdot 20} = 0{,}04\ \text{Р/ч} = 0{,}282 \cdot 10^{-8}\ \frac{\text{Кл}}{\text{кг·с}};$$

$$f = 2/\eta^* = 2/1 = 2.$$

6.2. ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ДОЗИМЕТРЫ

В дозиметрии ионизирующих излучений находят широкое применение термолюминесцентные дозиметры (ТЛД).

Термолюминесценция основана на испускании света при нагревании предварительно облученного неорганического кристалла, называемого *термолюминофором*. При поглощении энергии излучения как центрами люминесценции, так и основным веществом люминофора появляются свободные электроны, захватываемые электронными ловушками, а центры люминесценции ионизируются. Этот процесс называется *запасанием светосуммы*. Освобождение электронов из ловушек при нагревании кристалла приводит к рекомбинации свободных электронов с дырками на центрах люминесценции. Энергия, выделившаяся при рекомбинации, переводит центр в возбужденное состояние, при этом возникает термолюминесценция.

Термолюминесцентные фосфоры характеризуются кривой термического высвечивания (КТВ) с максимальным пиком при определенной температуре и несколькими менее выраженными пиками, устранить которые не всегда удается (рис. 6.10).

Быстрый нагрев и охлаждение при снятии КТВ могут создать новые структурные дефекты и изменить дозиметрические свойства термолюминофора, поэтому при многократном применении кристалла необходимо ограничивать скорость изменения температуры.

Максимум на кривой термовысвечивания *1* (рис. 6.10) появляется вследствие одновременного действия двух процессов: освобождения зарядов при нагревании и опустошения уровней за-

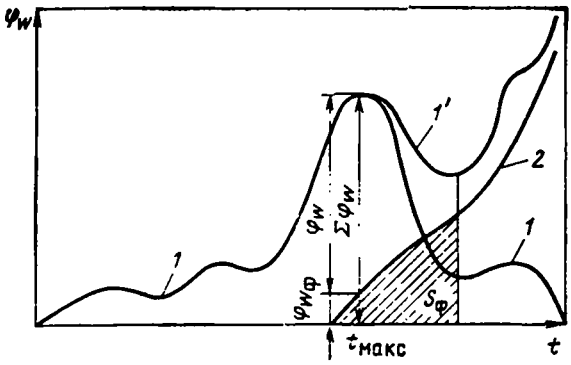


Рис. 6.10

хвата, т. е. с ростом температуры количество электроиов, освобожденных с уровней захвата и переходящих в зоиу проводимости, возрастает и интеисивность люминесценции увеличивается. Однако при термовысвечивании уровни с электронами опустошаются и запас электронов в ловушках снижается, поэтому, иесмотря иа рост температуры, количество электронов в зоне проводимости уменьшается, что приводит к уменьшению иитеисивности люминесценции.

Мерой поглощенной дозы D ионизирующего излучения может служить как плотность потока энергии термолюминесценции, пропорциональной площади S_c ограиичеиной кривой $1—1$ и осью абсцисс [$S_c = \int \varphi_{tc}(t)dt$ (рис. 6.10) — интегральный метод], так и амплитуда наибольшего термоиика [$\varphi_{w_{макс}}(t_{макс})$ — пиковый метод].

Интегральный метод в индивидуальиой дозиметрии используется при незначительном спаде показаиий во времеии (фединг), этому требоваиию удовлетворяют фосфо́ры с $t_{макс} = 200\,°C$, и при отсутствии малых пиков на КТВ. Погрешиость метода составляет 5 % в широком диапазоие измерения доз излучения.

Пиковый метод проще интегрального. Он не зависит ии от времеии, прошедшего от момента облучения до измереиия, ии от затухания низкотемпературных пиков. Этот метод имеет преимущество при измерении малых доз излучения. Погрешиость метода 8 %.

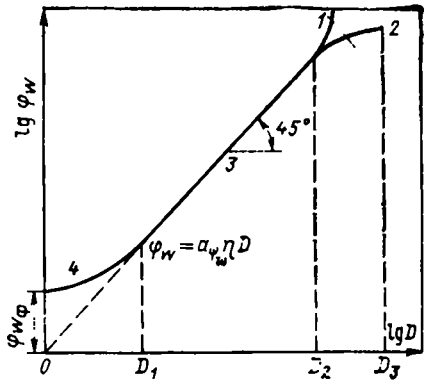
Если эиергетический выход термолюминесценции η определяется соотношением

$$\eta = E_\Phi / E_\text{п} = E_\Phi / (MD), \qquad (6.21)$$

где E_Φ — энергия, высвечиваемая фосфо́ром; $E_\text{п}$ — энергия, поглощенная фосфо́ром; M — масса фосфо́ра; D — поглощеиная доза фосфо́ром, то дозовая характеристика имеет вид:

$$S_c = a_S \eta D \text{ или } \varphi_w = a_{\varphi_w} \eta D, \qquad (6.22)$$

где a_S, a_{φ_w} — постоянные коэффициенты; S_c — интегральная светосумма свечеиия; φ_w — максимальиая интенсивность термоиика.



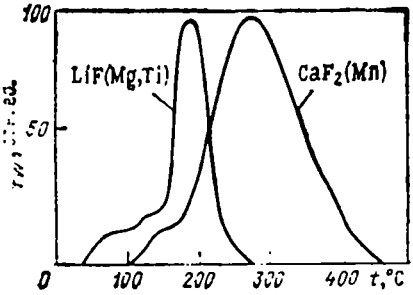


Рис. 6.12

← Рис. 6.11

Таким образом, интегральная светосумма S_c пропорциональна поглощенной дозе D при интегральном методе дозиметрии или же интенсивность термолюминесценции φ_w, определенная по максимальному термопику, пропорциональна дозе D при пиковом методе.

Дозовую характеристику можно разделить на участки (рис. 6.11): участок линейной зависимости *3* (D_1D_2) протяженностью от нескольких микрогреев до 10^4 сГр; участок насыщения *2* или участок нелинейности *1* (D_2D_3); участок фонового свечения *4* (OD_1). На участке *1* наблюдается зависимость более высокого порядка, чем линейная. Он характерен для фосфо́ров (например, LiF), у которых верхний предел линейного участка оканчивается при 10 сГр. Нелинейный ход дозовой характеристики на участке *1* при больших дозах объясняется радиационными дефектами кристалла LiF, возникающими при интенсивном облучении и вызывающими усиление свечения. Эти дефекты исчезают полностью после длительного прогрева кристалла свыше 350 °С. Участок *4* характеризует не ионизирующее излучение, а люминесценцию, обусловленную тепловым свечением, дневным светом, химическими реакциями и т. п. Тогда светосумма будет равна (см. рис. 6.10)

$$\left.\begin{aligned} \Sigma S &= S_c + S_\Phi = \int \varphi_w(t)\,dt + \int \varphi_{w_\Phi}(t)\,dt \\ \text{или} \quad \Sigma\varphi_w &= \varphi_w + \varphi_{w_\Phi}. \end{aligned}\right\} \qquad (6.23)$$

На рис. 6.10 наблюдается резкое возрастание $\varphi_{w_\Phi} = f(t)$ (кривая *2*), которое объясняется тепловым свечением.

Для ТЛД отбирают фосфо́ры, удовлетворяющие следующим требованиям: химическая стойкость на воздухе и при нагревании до температуры свыше 300 °С; форма КТВ и параметры η и φ_{w_Φ} не должны изменяться при многократном использовании и длительном хранении; высокая чувствительность в широком диапазоне измерения доз от 10^{-3} до 10^6 сГр; независимость показаний от мощности дозы; тканеэквивалентность для γ-излучения и др. Этим

Таблица 6.4 **Характеристики термолюминофоров**

Фосфор	Температура используемого максимума КТВ $t_{макс}$, °С	Спад при комнатной температуре	Нижний предел измерения D_1, сГр	Верхний предел измерения $D_2 - D_1$, сГр	Максимальный ход с жесткостью по отношению к воздуху	Примечания
LiF (Mg, Ti)	200	<3%/3 мес	1±10%	10^3—10^4	1,35	Изготовляется промышленностью для индивидуальной дозиметрии
CaF_2 (Mn)	280	<5%/2 мес	1±4%	$3 \cdot 10^3$—10^4	14,5	То же
$CaSO_4$ (Mn)	100	25%/10	0,1±6%	$5 \cdot 10^3$—$2 \cdot 10^4$	12	Значительный фединг, редко применяется
$CaSO_4$ (Sm)	290	10%/нед	5	$3 \cdot 10^3$—10^4	12	Редко применяется
Алюмофосфатное стекло	230—300	18%/мес	20±10	10^2—$2 \cdot 10^3$	3,5—10	Изготовляется промышленностью
Борит лития	220	—	100	10^2—10^5	1	Для индувидуальной дозиметрии мало исследовани
SrS (Eu, Sm)	250	10%/2 нед	2±1	10^2—10^3	50	Химически нестоск, большой ход с жесткостью
MgF_2 (Mn)	130	20%/10 сут	100	$4 \cdot 10^3$	2,5	Редко применяется

требованиям в известной мере удовлетворяют термолюминофоры, приведенные в табл. 6.4 и используемые в практической дозиметрии. Наибольшее распространение получили дозиметры на основе LiF и CaF_2, так как они относятся к самым чувствительным дозиметрам, дозиметрическая характеристика их линейна в диапазоне 10^{-3}—10^4 сГр соответственно, ход с жесткостью выравнивается фильтрами, фединг почти отсутствует. Термолюминофор LiF (Mg, Ti) используют в дозиметрах в виде кристаллов размером около 0,2 мм.

Для сдвига $t_{макс}$ на КТВ к 200 °С LiF активируется Mg, а для повышения выхода люминесценции соактивируется одним из элементов Al, Ca, Ti, Cu. Наилучшими качествами обладает фосфор при молярном содержании 0,0013 % Mg и 0,0012 % Ti. Кроме ос-

новного пика ($t=203$ °C), LiF имеет два малых пика ($t=110$ °C и $t=150$ °C), составляющих при интегральном методе измерения до 40 % светосуммы. Эту величину относят к погрешности, обусловленной фединго́м, так как малые пики КТВ быстро выравниваются со временем.

Для устранения малых пиков на КТВ фосфо́р до облучения прогревается при 80 °C до 20 ч. При измерении малых доз необходимо уменьшить влияние фонового свечения (см. рис. 6.10, начальный участок кривой *1*). Установлено, что основная причина фонового свечения — *поверхностная хемилюминесценция*, для устранения которой можно воздействовать на фосфор химическими способами. Например, порошок LiF перед измерением дозы увлажняют смесью метанола с H_3PO_4, а затем прогревают до полного испарения раствора. Поверхностная хемилюминесценция объясняется следующим образом. На поверхности LiF сорбируется из воздуха влага, которая растворяет фосфо́р и образует гидрат окиси лития (nLiOH·H_2O). При нагревании он термолюминесцирует с пиком высвечивания в интервале температур 280—350 °C. Соли лития LiCl и Li_3PO_4, образовавшиеся в результате увлажнения смеси метанола с H_3PO_4, не обладают хемилюминесценцией при температуре от 20 до 400 °C.

Для подготовки фосфо́ра к работе с большим выходом люминесценции его следует облучить дозой $D_S > 10^4$ сГр с последующим прогревом в течение $\tau_S = 1$ ч при температуре $t_S > 250$ °C. Такой процесс подготовки термолюминофора называется *сенсибилизацией фосфо́ра*. Отношение светового выхода после обработки фосфо́ра S_S к его световому выходу до обработки S_0 называется *коэффициентом сенсибилизации*, зависящим от значений D_S, τ_S, φ_{w_S}. У сенсибилизированного фосфо́ра увеличивается линейный участок дозовой характеристики только в сторону больших доз до 10^4 сГр.

Термолюминофор CaF_2(Mn) проще в использовании, чем LiF, так как у него отсутствует эффект сенсибилизации, дозовая характеристика линейна в пределах от 10^{-3} до $6 \cdot 10^3$ сГр и не зависит от способа нагрева, фоновое свечение можно снизить до нескольких микрогреев, осуществив прогрев фосфо́ра в атмосфере инертного газа или в вакууме. При измерении дозы используют пиковый метод измерения. Погрешность измерения составляет около 2 %, максимальная температура КТВ — 280 °C (рис. 6.12).

Термолюминофоры $CaSO_4$(Mn), $CaSO_4$(Sm), SrS(Eu, Sm), MgF_2(Mn) и др. пока не нашли широкого применения в дозиметрии из-за несовершенных параметров (табл. 6.4), поэтому не будут специально рассматриваться.

Для регистрации тепловых нейтронов применяют люминофор ^{6}LiF или любой люминофор в оболочке из ^{6}Li, ^{10}B или ^{113}Cd. Располагая вторым дозиметром, не чувствительным к потоку тепловых нейтронов (например, ^{7}LiF), можно раздельно измерять дозы, создаваемые тепловыми нейтронами и γ-излучением в смешанных полях.

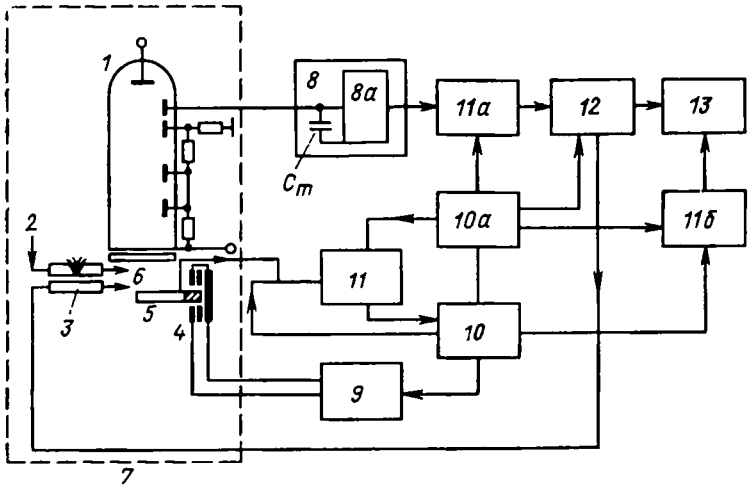


Рис. 6 13

Недостаточно разработаны термолюминесцентные методы регистрации низкоэнергетического рентгеновского и γ-излучения (E <40 кэВ), тяжелых заряженных частиц (протонов, α-частиц), электронов с энергией 1 МэВ, а также быстрых нейтронов (эффективность регистрации люминофором в водородсодержащей оболочке на два-три порядка ниже, чем для γ-излучения). Это создает значительные трудности для термолюминесцентной дозиметрии нейтронов при наличии γ-фона.

Однако, несмотря на эти нерешенные вопросы, термолюминесцентные дозиметры широко применяют для дозиметрических измерений, так как по чувствительности измерений, диапазону измерения доз, длительности хранения запасенной светосуммы они значительно превосходят ионизационные и фотопленочные дозиметры индивидуального контроля.

Электронную регистрирующую схему выбирают в зависимости от метода измерения дозы. При интегральном методе определяют интеграл по времени от силы тока в ФЭУ, а при пиковом методе — максимальное значение силы тока ФЭУ. Измерение этих параметров осуществляется с использованием усилителей постоянного тока (УПТ) или аналого-цифровых преобразователей (АЦП).

Электронная схема служит для измерения дозы от 10^{-5} до 10^{-2} Гр термолюминофором LiF (пиковым методом с использованием АЦП) (рис. 6.13). Кроме того, схема должна не только обеспечивать измерение анодного тока ФЭУ *1*, но и регулировать нагрев термолюминофора.

Измерение силы тока на выходе ФЭУ в цифровом выражении может быть произведено с применением интегратора *8*, счетчика импульсов *12*, печатающего устройства *13*, реле *11а* и таймера *10а*. Интегратор (АЦП), состоящий из конденсатора C_m и частотоме-

ра *8а*, превращает заряд с анода ФЭУ в импульсы тока, число которых пропорционально этому заряду. При определенном напряжении U_m конденсатор C_m разряжается, и на частотомер поступает импульс. При определении максимального значения силы тока на выходе ФЭУ между интегратором *8* и счетчиком импульсов *12* устанавливается реле *11а*, периодичность работы которого задается таймером времени *10а*. Отсчитываемое счетчиком (за промежуток времени Δt, регулируемый замыканием реле) число импульсов z пропорционально силе тока за это время, т. е. $z \sim I\Delta t$.

При нагревании фосфо́ра счетчик показывает цифры, соответствующие I в данный момент времени. Эти цифры одновременно регистрируются на ленте печатающим устройством *13*, на котором для определения максимального значения температуры на КТВ отбирается наибольшее значение. Например, печатающее устройство дало $z=40$ имп за время нагрева 20 с, $\Delta t=0{,}4$ с, $C_m=10$ пФ, $U_m=10$ В, отсюда

$$I = zU_mC_m/\Delta t = 10^{-6} \text{ А},$$

что соответствует 10^{-5} Гр.

Нагрев фосфо́ра осуществляется индукционным методом. Подложка с порошком LiF припаяна к медному кольцу *5*, которое помещают в воздушный зазор трансформатора *4* (рис. 6.13). При включении трансформатора подложка с фосфо́ром нагревается. Для синхронизации и регулирования нагрева фосфо́ра при измерении доз служит таймер *10*, управляемый через реле *11* таймером *10а*. При вводе фосфо́ра в трансформатор срабатывает реле *11* и включается таймер *10*, который последовательно включает нагрев и выключает реле *11б* на границах отрезка времени, в течение которого высвечивание проходит максимум, включает нагрев и отключает реле *11*.

Если в процессе измерения значение дозы будет больше расчетного значения, автоматически срабатывает затвор, состоящий из контрольного источника света *2*, бленды *2* и фильтра *6*. Затвор, ФЭУ и трансформатор с фосфо́ром размещаются в светонепроницаемом кожухе *7*. Для выключения установки служит тумблер *9*.

На рис. 6.14, *а* показана конструкция термолюминесцентного

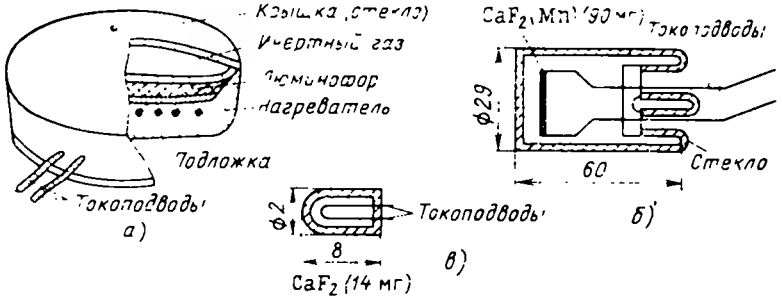


Рис 6.14

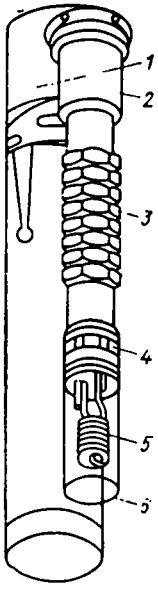


Рис. 6.15

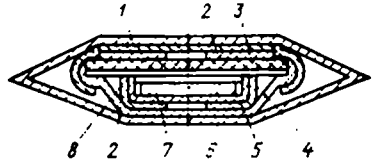


Рис. 6.16

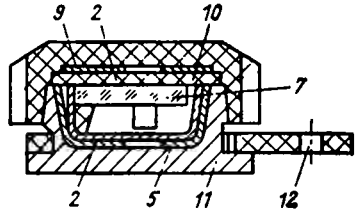


Рис. 6.17

дозиметра с нагревательным элементом. Спрессованный люминофор закреплен на подложке. Герметичная капсула с прозрачной верхней частью заполнена инертным газом. На рис. 6.14, *б* люминофор $CaF_2(Mn)$, приклеенный к графитовому нагревателю, помещен в стеклянную вакуумированную ампулу. На рис. 6.14, *в* показан капелеобразный дозиметр. На платиновый нагреватель нанесен слой люминофора — 14 мг CaF_2.

Термолюминесцентные дозиметры любой формы могут быть изготовлены горячим прессованием смеси порошка люминофора (30 %) с тефлоном, эффективный атомный номер которого равен эффективному атомному номеру ткани. Таким дозиметром (в виде диска диаметром 13 мм, толщиной 13 мм) можно измерить поглощенную дозу $5 \cdot 10^{-4}$ Гр с погрешностью ± 5 %.

На рис. 6.15 изображен CaF_2-дозиметр: пластмассовый чехол *1*, затвор *2*, кольцо с цифрами для автоматической интенсификации *3*, нагревательные контакты *4*, нагреватель с нанесенным слоем CaF_2 *5*, стеклянная колба *6*. Термолюминесценция осуществляется при токе 6,5 А, напряжении 3 В, нагреве до 300 °С в течение 12 с. Ампула со спиралью нагревателя и фосфором вакуумирована.

Алюмофосфатные стекла широко используют в дозиметрии для регистрации γ-излучений.

Советские космонавты применяли дозиметр с термолюминесцирующими алюмофосфатными стеклами ($Al_2O_3 \cdot 3P_2O_5$ — 50 %, $MgO \cdot P_2O_5$ — 49 %, активатор MnO_2 — 1 %). Пластину из такого стекла помещали в светонепроницаемую кассету с фильтрами для

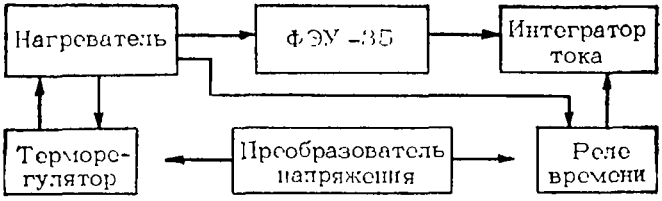


Рис 6.18

компенсации хода с жесткостью. Под действием излучения накопленная энергия дозиметра высвобождается при нагревании пластинки до 270—360 °С. Образовавшиеся при этом вспышки люминесценции регистрируются ФЭУ. Диапазон измерения поглощенной дозы составляет $2 \cdot 10^{-2}$—$2 \cdot 10^{6}$ сГр. Размер пластинки определяет нижний предел дозы. Так, с помощью пластинки размером 15×15×4 мм можно измерить дозы от 20 сГр в течение 45 с, а 1×8×1 мм — от 0,5 сГр в течение 10 с. Высвечивание дозиметра при комнатной температуре составляет до 20 % в первый месяц и 30—35 % за год. Кратковременное засвечивание дозиметра дневным светом до измерения и после него практически не влияет на показания поглощенной дозы.

Комплект индивидуальных стеклянных дозиметров типа ИКС-А предназначен для измерения доз γ-излучения в аварийных случаях (однократного пользования) (рис. 6.16) и при повседневной работе (многократного пользования) (рис. 6.17).

Аварийный дозиметр выполнен в виде пуговицы (рис. 6.16) (масса 2 г, диаметр 16 мм, толщина 5 мм), состоящей из алюминиевой крышки *1*, свинцового компенсирующего фильтра *2*, резиновой прокладки *3*, алюминиевой прокладки *4*, алюминиевого фильтра *5*, матерчатого чехла с маркировкой *6*, алюмофосфатного стекла марки ИС-7 (диаметр 8 мм, толщина 1 мм) — детектора *7*, алюминиевого основания *8*. Аварийные дозиметры пришивают к спецодежде персонала. В случае аварии эти дозиметры вскрывают специальным устройством и определяют их показания.

Дозиметр многократного пользования (рис. 6.17) (диаметр 17 мм, толщина 11 мм, масса 3,6 г) предназначен для периодического измерения квартальных, годовых доз, а также для контроля при ремонтных работах. В кассете *11* находится полиэтиленовый держатель стекла *10*, который позволяет производить зарядку стеклянным диском *7* без прикосновения рук. Пластмассовая крышка *9* крепится на кассете с помощью резьбы. Внутри кассеты находятся компенсирующие фильтры из свинца *2* и алюминия *5*. Кассета крепится на ремне *12*.

Комплект типа ИКС-А состоит из измерительного пульта, блока питания и дозиметров аварийного и повседневного пользования. В измерительный пульт входят (рис. 6.18) блоки: терморегулятор, ФЭУ, интегратор тока, реле времени, преобразователь напряжения и нагреватель.

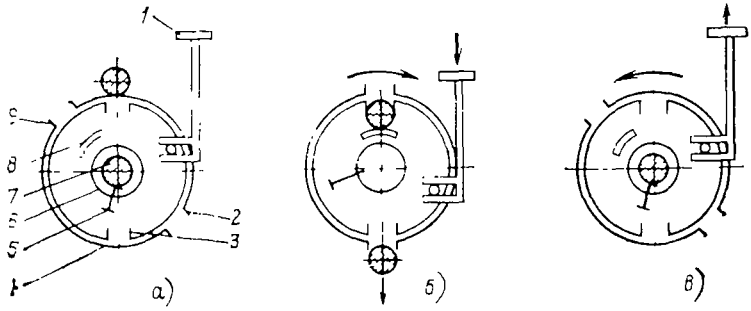


Рис 6.19

Поглощенную дозу γ-излучения измеряют в трех диапазонах 0,5—10; 10—100; 100—1000 сГр. Время измерения поглощенной дозы 10 с. За это время термическое высвечивание составляет 80 % запасенной в детекторе светосуммы.

Стеклянный диск после облучения нагревается в пульте управления до температуры 370 °С, затем выход свечения термолюминесценции преобразуется в электрический ток, измеряется количество электричества за определенный промежуток времени. После этого детектор поступает в загрузочное устройство. Последовательное перемещение стеклянного диска в загрузочном устройстве поясняется рис. 6.19. Если стекло *7* находится в нагревательном элементе *6* (нихромовая лента и термосопротивление из платиновой проволоки), то входной *9* и выходной *2* каналы загрузочного нагревательного устройства перекрыты и свет от внешнего источника не проходит внутрь прибора (рис. 6.19, положение *а*). При нажатии на рукоятку *1* отверстия в подвижной *4* и неподвижной *3* частях корпуса нагревательного устройства совмещаются и каналы *9, 2* открываются (положение *б*). При этом нижний упор *5* уходит из-под стекла *7,* которое выпадает в стеклоприемник, а верхний упор *8* перемещается к верхнему каналу и удерживает второй стеклянный диск, поступивший в устройство. При перемещении рукоятки *1* вверх (положение *в*) второй диск попадает в нагревательный элемент *6* и удерживается нижним упором *5*. После этого можно измерять показание второго стекла.

6.3. РАДИОФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ДОЗИМЕТРЫ

Люминесценция, образовавшаяся в результате действия ионизирующего излучения с последующим облучением световым потоком, называется *радиофотолюминесценцией* (РФЛ).

Кроме термолюминесцентных дозиметров (ТЛД) применяются радиофотолюминесцентные дозиметры (РФЛД) — в основном метафосфатные стекла, активированные серебром. Вначале рассмотрим модели спектров поглощения и излучения твердого тела, связанные с РФЛ.

Спектр поглощения электромагнитного излучения твердым те-

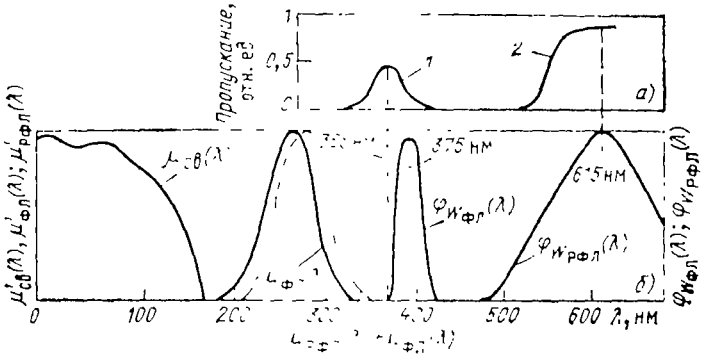


Рис 6 20

лом в диапазоне волн 10^1—10^3 нм можно представить в виде двух составляющих спектров (рис. 6 20, *б*). Спектр поглощения в области длинноволнового рентгеновского и коротковолнового ультрафиолетового излучений носит название фундаментального поглощения решетки и характеризуется линейным коэффициентом оптического поглощения $\mu_{св}(\lambda)$. Этот спектр возникает в результате перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости. К спектру поглощения $\mu_{св}(\lambda)$ примыкает более длинноволновый спектр поглощения меньшей интенсивности $\mu_{фл}(\lambda)$, возникновение которого объясняется переходами, связанными с дефектами кристаллической решетки. При возбуждении люминофора возникает люминесценция интенсивностью $\Phi_{\omega ФЛ}(\lambda)$, соответствующая полосе поглощения $\mu_{фл}(\lambda)$, но в более длинноволновом диапазоне, чем возбуждающее излучение.

Процесс возникновения длинноволновой люминесценции при возбуждении люминофора более коротковолновым световым излучением называется *фотолюминесценцией (ФЛ)*. Механизм ФЛ можно объяснить следующим образом. При облучении фотолюминофора светом определенной длины волны центры люминесценции запретной зоны возбуждаются и переходят вначале на более высокий энергетический уровень, а затем возвращаются в первоначальное состояние, при этом часть энергии переходит в тепловую энергию, а другая часть испускается в виде света, но с более низкого энергетического уровня. Вследствие этого происходит сдвиг спектра фотолюминесценции $\Phi_{\omega ФЛ}(\lambda)$ в длинноволновую часть по сравнению со спектром поглощения $\mu_{фл}(\lambda)$.

При облучении метафосфатных стекол, активированных серебром, возникает новая полоса поглощения $\mu_{рфл}(\lambda)$, которая образуется вследствие возникновения новых центров люминесценции в запретной зоне. В узкой полосе спектра от 330 до 370 нм могут возбуждаться только такие центры люминесценции, которые образуются под действием ионизирующего излучения (рис. 6.20, *б*). Если теперь дозиметр из стекла облучить светом с длиной волны,

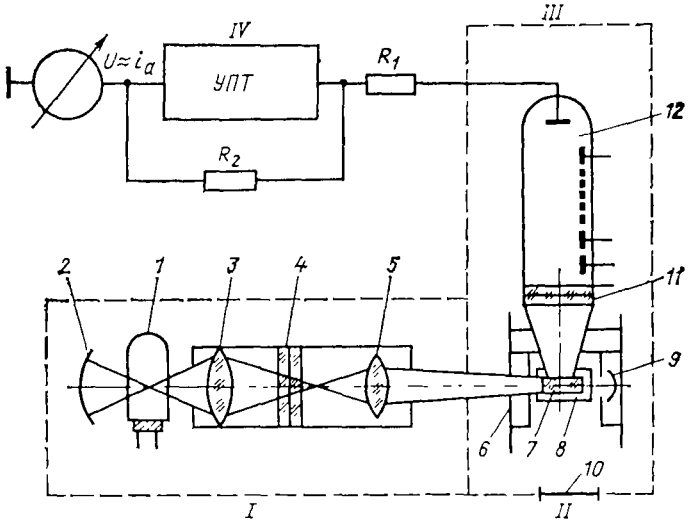


Рис 6 21

соответствующей полосе поглощения $\mu_{РФЛ}(\lambda)$, то возникает новый спектр люминесценции $\varphi_{\omega РФЛ}(\lambda)$ в более длинноволновой области, чем при фотолюминесценции $\varphi_{\omega ФЛ}(\lambda)$.

Для возбуждения центров РФЛ ультрафиолетовым излучением применяют фильтры (рис. 6.20, *а*, кривая *1*) с пропусканием ультрафиолетового излучения при 365 нм. При этом появившаяся радиофотолюминесценция $\varphi_{\omega РФЛ}(\lambda)$ с максимумом 615 нм может быть измерена с использованием фильтра из оранжево-красного стекла (кривая *2*).

К метафосфатным стеклам, активированным серебром, предъявляют определенные требования: полоса поглощения $\mu_{РФЛ}(\lambda)$ и спектр люминесценции $\varphi_{\omega РФЛ}(\lambda)$ не должны изменяться во времени; полосы поглощения $\mu_{ФЛ}(\lambda)$, $\mu_{РФЛ}(\lambda)$ и спектры люминесценции $\varphi_{\omega РФЛ}(\lambda)$, $\varphi_{\omega РФЛ}(\lambda)$ не должны взаимно пересекаться.

На рис. 6.21 приведена схема установки для РФЛ-дозиметра, состоящая из узла возбуждения *I*, приемника — дозиметрического стекла — *II*, ФЭУ *III* и измерителя силы тока *IV*. Ультрафиолетовое излучение от ртутной лампы высокого давления *1* отражается от зеркала *2*, а затем направляется на систему линз *3*, *5* для формирования узкого пучка, на фильтр *4* (прозрачный для УФ) и на выходную бленду *6*. В нижней части подложки-держателя размещается световая ловушка с противопыльным фильтром *10*. Узкий пучок УФ-излучения падает на меньшую сторону параллелепипеда — стекла *7*, укрепленного на подложке-держателе *8*, а затем отражается в обратном направлении оптической зеркальной системой, состоящей из бленды с зеркалом *9*. В дозиметрическом стек-

ле возникает РФЛ (направленная перпендикулярно к УФ-излучению), которая через фильтр *11*, прозрачный в оранжево-красной части спектра, попадает на катод ФЭУ *12*. Анодный ток I_a ФЭУ через резистор R_1 поступает на вход усилителя постоянного тока, зашунтированного резистором R_2. Напряжение U на выходе УПТ пропорционально I_a.

Экспериментально установлено, что для фосфатных стекол $\Phi_{\omega_{РФЛ}}$, возникшая под действием интенсивности ультрафиолетового излучения $\Phi_{\omega_{УФ}}$, пропорциональна поглощенной дозе в диапазоне от 10^{-4} Гр до 10 Гр, т. е.

$$\Phi_{\omega_{РФЛ}} = k\Phi_{\omega_{УФ}}D, \qquad (6.24)$$

где k — коэффициент пропорциональности, зависящий от выхода РФЛ, параметров пропускания света фильтрами и оптической системы.

При измерении $\Phi_{\omega_{РФЛ}}$ необходимо учитывать фоновое сечение $\Phi_{\omega_{ф}}$, основным источником света которого является рассеянный

Таблица 6.5. **Свойства РФЛ и ТЛ фотопленочных дозиметров**

Параметр	РФЛ-стекло	LiF	CaF	Фотопленочный дозиметр
Нижний предел измерения, Гр	$5\cdot10^{-4}$	10^{-5}	10^{-5}	$5\cdot10^{-4}$
Верхний предел линейного участка измерений и общий верхний предел, сГр	10^3—10^5	10^3—10^4	10^4—10^5	С тремя эмульсиями 10^3
Фоновая доза, Гр	10—$1{,}5\cdot10^{-3}$	$5\cdot10^{-6}$	$5\cdot10^{-6}$	$(3$—$5)\cdot10^{-4}$
Максимальный ход с жесткостью	4—8	1,35	14	15—35
Область измерения энергии γ-излучения (дозиметр с фильтром)	40 кэВ—3 МэВ	10 кэВ—3 МэВ	40 кэВ—3 МэВ	40 кэВ—2 МэВ
Фединг		<5%/3 мес		<10%/мес
Срок хранения до облучения		Не ограничен		1—2 года
Время снятий показаний	>10 мин	<1 мин	<1 мин	>1 ч
Способ подготовки к повторному использованию	Нагрев до 400° С	Измерение показаний невозможно		
Повторное считывание показаний	Возможно	Невозможно	Невозможно	
Оценка показаний в ходе измерения	То же	То же	То же	
Внешние влияния, искажающие показания	Нагрев >150° С, интенсивное освещение, загрязнение, влажность	Нагрев интенсивное	>80° С, освещение	Нагрев >40° С, освещение, влажность
Чувствительность к тепловым нейтронам	~3	^{6}LiF≈220 ^{7}LiF≈2,5	<0,1	~1 с Cd-фильтром

свет; φ_{w_Φ} можно выразить через поглощенную дозу D_Φ:

$$\varphi_{w_\Phi} = k\varphi_{w_{У\Phi}} D_\Phi. \quad (6.25)$$

Анодный ток ФЭУ с учетом фонового свечения φ_{w_Φ} и темнового тока $I_т$ равен

$$I_а = A_e k\varphi_{w_{У\Phi}} (D + D_\Phi) + I_т, \quad (6.26)$$

где A_e — анодная чувствительность; $I_т$ — темновой ток.

Погрешности при измерении РФЛ-дозиметрами малых доз составляют: $2 \cdot 10^{-4}$ Гр ± 20 %; $5 \cdot 10^{-4}$ Гр ± 10 %; 10^{-3} Гр ± 8 %. Радиофотолюминесценция дозиметра может быть снята при прогреве стекла до 400 °С в течение 30 мин. Большой ход с жесткостью у РФЛ-дозиметров (из-за наличия серебра и фосфора) компенсируется фильтрами и составляет ± 20 % при энергии γ-излучения 40 кэВ — 3 МэВ. В табл. 6.5 приведены для сопоставления свойства РФЛ и ТЛ фотопленочных дозиметров.

Для повседневного контроля облучения в производственных условиях рекомендуется сочетать LiF- и РФЛ-дозиметры.

Глава 7

ФОТОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ДОЗИМЕТРИИ

С помощью фотографического метода были получены первые сведения об ионизирующих излучениях радиоактивных веществ. В настоящее время этот метод используют для индивидуального контроля экспозиционной дозы рентгеновского, γ-, β- и нейтронного излучений, при измерении космического излучения, излучения высокоэнергетических ускорителей. В связи с этим рассмотрим некоторые основные положения фотографического метода.

В состав светочувствительной эмульсии входит бромистое серебро AgBr или хлористое серебро AgCl, находящееся внутри слоя желатина. После нанесения эмульсии на целлулоид, стекло, бумагу образуются фотопленка, фотопластинка и фотобумага. При облучении светочувствительного слоя γ-излучением воздействие оказывают электроны, образующиеся при поглощении γ-излучения в среде, окружающей фотоэмульсию, в частности в кассете и в самом слое фотоэмульсии.

Предположим, что на заряженную кассету падает γ-излучение, которое поглощается, образуя вторичные электроны разной энергии. Электроны с определенной энергией взаимодействуют с AgBr, нейтрализуя положительный ион серебра и образуя, таким образом, на поверхности зерен центры проявления — атомы металлического серебра. В дальнейшем под действием проявителя эти центры способствуют восстановлению металлического серебра из зерен AgBr. При фиксировании происходят растворение и удале-

ние из эмульсии кристаллов AgBr, не содержащих центров проявления.

Фотоэмульсии различной чувствительности используют для дозиметрических целей в широком диапазоне доз. Фотопленки помещают в специальные кассеты вместе с фильтром, предназначенным для улучшения энергетической характеристики и для дискриминации отдельных видов излучения. Способность фотоэмульсии регистрировать излучение, преобразованное различными фильтрами, позволяет получать подробные сведения о количестве измеряемого излучения.

Химически обработанная пленка имеет прозрачные и почерневшие места, которые соответствуют незасвеченным и засвеченным участкам фотоэмульсии. Используя этот эффект для дозиметрии, можно устанавливать связь между степенью почернения пленки S и экспозиционной дозой X. Для этой цели следует ознакомиться с сенситометрическими характеристиками фотографических материалов.

7.1. СЕНСИТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Рассмотрим облученную и обработанную фотопленку, на которую падает видимый свет с интенсивностью φ_{w_0} . За пленкой интенсивность уменьшается до значения φ_w. Отношение $\varphi_w/\varphi_{w_0} = \alpha$, где α — коэффициент пропускания фотопленки, который может изменяться от 1 до 0. Обратная коэффициенту α величина называется коэффициентом непропускания фотопленки $\varphi_{w_0}/\varphi_w = 1/\alpha$. Он может изменяться от 1 до ∞. Логарифм от коэффициента непропускания называется *оптической плотностью почернения* или просто почернением S $\lg 1/\alpha = \lg \varphi_{w_0}/\varphi_w = S$. Если α равно 1,0; 0,1; 0,01 и т. п., то S составляет 0; 1; 2 и т. п.

Характеристика фотоматериалов представляет собой зависимость между плотностью почернения S фотоэмульсии и экспозиционной дозой X (рис. 7.1). Между S и X в определенных пределах существует линейная зависимость (участок *1*). При дальнейшем увеличении экспозиционной дозы почернение увеличивается медленнее (участок *2*). При очень больших X наблюдается снижe-

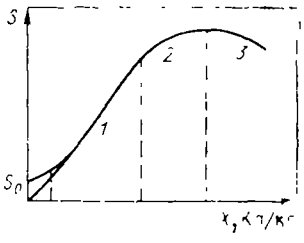


Рис 7.1

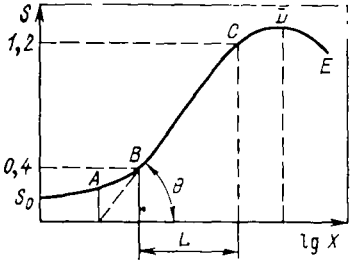


Рис 7 2

ние S (участок *3*). Рабочим участком для измерения $S=f(X)$ является линейный участок *1*.

Сенситометрическая характеристика фотоматериалов обычно изображается в полулогарифмическом масштабе $S=f(\lg X)$ (рис. 7.2). Эту характеристику можно разделить на следующие участки: S_0A — область инерции фотопленки; AB — область недодержек; BC — прямолинейный участок кривой или область нормальной экспозиции; CD — область передержек; DE — область соляризации; S_0 — начальная плотность почернения у неосвещенной пленки (вуаль); $\operatorname{tg}\theta$ — «контрастность» фотоэмульсии; L — ширина фотоэмульсии, характеризующая область экспозиции.

Характеристику любого фотоматериала можно получить следующим образом. Несколько кусочков пленки размещают на разных расстояниях и подвергают их одновременному облучению (источник ^{60}Co с известной активностью, рассчитанной на определенные экспозиционные дозы). После химической обработки определяют степень почернения каждой пленки и, зная соответственно экспозиционную дозу, строят характеристику.

В результате сенситометрических определений находим чувствительность S/X фотоматериалов к излучению. S/X обычно выражается в обратных единицах экспозиционной дозы.

7.2. ФОТОГРАФИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО И γ-ИЗЛУЧЕНИЙ

Как уже указывалось, на фотоэмульсию непосредственно воздействуют не фотоны, а вторичные электроны, образующиеся при поглощении фотонов.

Соотношение между почернением S фотопленки под действием фотонов и экспозиционной дозой X с учетом ионизационного действия всех электронов окружающего пространства, воздействующих на фотоэмульсию:

$$\frac{S}{X}=\frac{[(\mu_{tr})_m^{ст}R+(\mu_{tr})_m^{AgBr}h]\,h}{(R+h)\,(\mu_{tr})_m^{в}}, \qquad (7.1)$$

где $(\mu_{tr})_m^{ст}$, $(\mu_{tr})_m^{AgBr}$, $(\mu_{tr})_m^{в}$ — массовые коэффициенты передачи энергии соответственно для окружающего пространства фотоэмульсии, например стенки кассеты, для фотоэмульсии и для воздуха; R — пробег электрона; h — толщина слоя фотоэмульсии.

Фотоэмульсия, в состав которой входит бромистое серебро, и окружающая ее среда не воздухоэквивалентные материалы, поэтому и отношение (7.1) не будет постоянно при различных энергиях фотонов. Следовательно, и почернение пленки при одинаковых экспозиционных дозах X зависит от энергии этого излучения.

На рис. 7.3 приведены зависимости $S=f(X)$ для различных энергий моноэнергетического γ-излучения. Из графика видно, что одна и та же экспозиционная доза в зависимости от энергии падающего излучения вызывает различное почернение пленки.

Используя данные рис. 7.3, можно построить кривую зависимости $S/X=f(U)$ (рис. 7.4). Этот график наглядно показывает

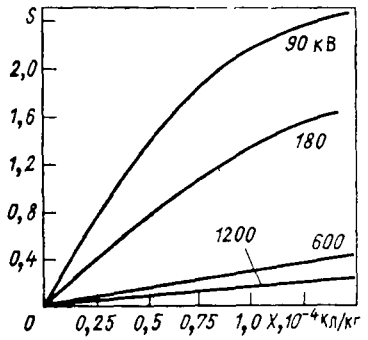


Рис 7 3

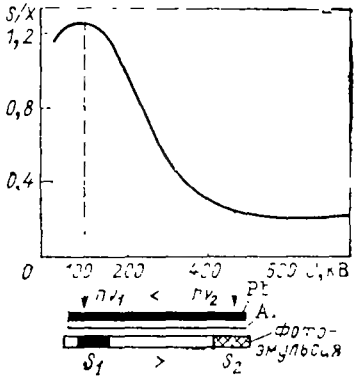


Рис. 7 4

зависимость почернения пленки, отнесенной к единице экспозиционной дозы, от энергии излучения, т. е ход с жесткостью.

Чтобы правильно определить экспозиционную дозу немоноэнергетического излучения, применяют выравнивающие фильтры, служащие для компенсации хода с жесткостью, т. е. можно добиться, чтобы определенная экспозиционная доза вызывала примерно одинаковое почернение независимо от энергии падающего излучения.

На рис. 7.4 под графиком показана фотоэмульсия, на которую падает рентгеновское излучение двух энергий $E_{\gamma_1} = 100$ кВ и $E_{\gamma_2} = 450$ кВ, создающее одинаковую экспозиционную дозу излучения. Несмотря на то, что $E_{\gamma_2} > E_{\gamma_1}$, плотность почернения S_1 от E_{γ_1} будет больше плотности почернения S_2 от E_{γ_2} $(S_1 > S_2)$. На основании экспериментальных данных подобран выравнивающий фильтр (0,75 мм Pb и 0,5 мм Al), который почти полностью компенсировал ход с жесткостью. Свинцовый фильтр сильнее поглощает излучение с меньшей энергией. При этом свинцовый фильтр в результате поглощения γ-излучения начинает испускать фотоэлектроны, которые могут интенсифицировать почернение пленки. Для предотвращения этого служит алюминиевый фильтр. На рис. 7.5 приведены кривые $S/X = f(U)$, полученные без выра-

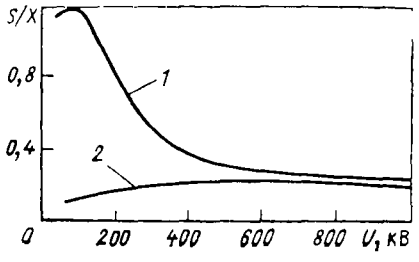


Рис 7 5

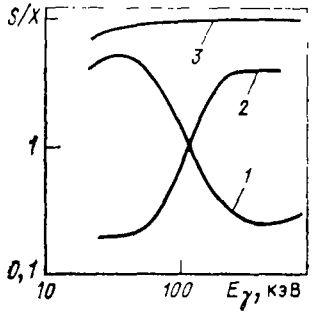


Рис 7 6

нивающих фильтров (кривая *1*) и с выравнивающими фильтрами (кривая *2*)

Для повышения чувствительности фотоэмульсии применяют усиливающие люминесцентные экраны в виде прессованных таблеток из неорганических сцинтилляторов $CaWO_4+ZnS(Ag)$ или органических сцинтилляторов *n*-терфенила.

Люминофор *n*-терфенил имеет малое время высвечивания (10^{-8} с), прозрачен к собственному излучению, длина волны люминесценции совпадает с максимумом поглощения бромистого серебра.

Органические люминесцирующие вещества (*n*-терфенил+полиметилметакрилат) используют не только как усилители, но и как экраны, снижающие ход с жесткостью. Это происходит вследствие приближения эффективного атомного номера системы, состоящей из органического сцинтиллятора и фотопленки, к эффективному атомному номеру воздуха.

Фотопленку с высокой чувствительностью к люминесценции *n*-терфенила помещают между двумя люминесцирующими экранами, которые, в свою очередь, вставляют в светонепроницаемые кассеты.

На рис. 7 6 показана зависимость отношения S/X от энергии γ-излучения: кривая *1* — ход с жесткостью фотоэмульсии; кривая *2* — усиление сцинтиллятора из *n*-терфенила; кривая *3* — результирующее воздействие *n*-терфенила на фотоэмульсию (изменение чувствительности фотоэмульсии от энергии γ-излучения без хода с жесткостью).

Органический сцинтиллятор можно ввести прямо в фотоэмульсию и получить тот же эффект, что и от сцинтиллирующих экранов.

При использовании сцинтиллирующих веществ в виде экранов, а также при введении их в фотоэмульсию снижается влияние угла падения γ-излучения на чувствительность фотопленок.

При определении экспозиционной дозы, создаваемой γ-излучением, используют относительный метод: почернение пленки от измеряемого излучения сравнивают с почернением другого куска пленки, облученного известной экспозиционной дозой от γ-источника ^{60}Co. Обычно для этой цели из пачки берут несколько кусочков пленки, которые облучают одновременно с помощью источника известной активности и на разных расстояниях, чтобы получить различные экспозиционные дозы и затем построить кривую $S=f(X)$. Одновременно пленкой из той же пачки заряжают специальные кассеты для индивидуального дозиметрического контроля. После облучения все пленки, как облученные источником известной активности, так и подвергнутые действию измеряемого излучения, проявляют, фиксируют и сушат. После просушки пленки фотометрируются, строится кривая $S=f(X)$, по которой затем определяют экспозиционные дозы излучения.

Для определения плотности почернения служат денситометры.

Упрощенная схема денситометра показана на рис 7.7. Прибор состоит из двух селеновых фотоэлементов *1* и *2*, включенных по

дифференциальной схеме. От источника света *6* один световой пучок направляется через круговой оптический клин *5* и диафрагму *4* на исследуемый образец пленки *3*, а затем освещает поверхность измерительного фотоэлемента *2*. Другой световой пучок предварительно ослабляется компенсационным клином *7* и попадает на компенсирующий фотоэлемент *1*. Фотоэлементы включены навстречу друг другу, поэтому при равенстве их освещенностей разность полученных фототоков равна нулю, что соответственно и регистрируется измерительным прибором *8*.

В отсутствие измеряемой пленки *3* равенство освещенности фотоэлементов *1* и *2* достигается введением перед измерительным фотоэлементом *2* кругового клина *5* определенной плотности, что соответствует нулевому отсчету по шкале плотностей клина.

Наличие измерительной пленки перед измерительным фотоэлементом уменьшает освещенность, в цепи гальванометра появляется ток, и стрелка прибора отклоняется от нулевого положения. Для возвращения стрелки в первоначальное положение следует увеличить освещенность измерительного фотоэлемента до первоначального значения. Это достигается выведением клина *5* на более прозрачный его участок. По шкале клина отсчитывают оптическую плотность почернения измеряемой пленки.

Для измерения экспозиционных доз излучения, различающихся между собой на два-три порядка, применяют дозиметры с двумя фотопленками. Сверхчувствительной пленкой измеряют экспозиционные дозы излучения от $5 \cdot 10^{-7}$ до 10^{-5} Кл/кг, а менее чувствительной пленкой — до 0,3 Кл/кг.

На АЭС широкое распространение получили фотодозиметры ИФК-2, 3, 4М и ИФКУ-1.

Фотодозиметр ИФК-2, 3, 4М представляет собой кассету из

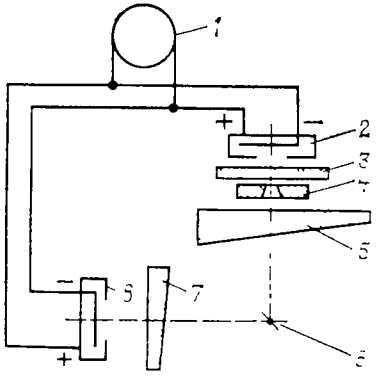


Рис 7 7

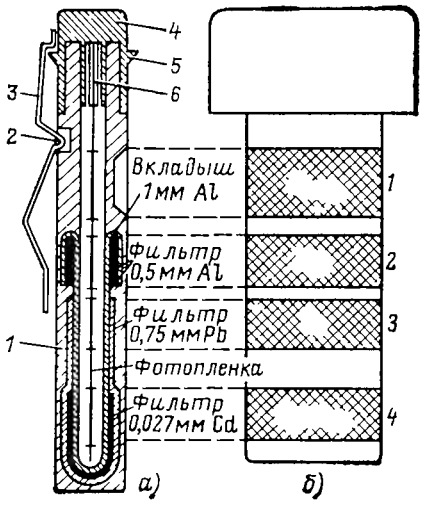


Рис. 7 8

карболита. Кассета состоит из двух крышек, скрепляемых булавкой, которая одновременно служит для крепления кассеты к одежде. Корпус кассеты разделен на четыре секции. Первая секция — сквозное окно. Во второй секции установлен фильтр из гетинакса, в третьей — алюминиевый фильтр с прокладкой из гетинакса, в четвертой — свинцовый фильтр с прокладкой из гетинакса. Во внутренней части кассеты имеются две свободные полости для установки детекторов быстрых или тепловых нейтронов, а также дополнительных фильтров.

Детектором быстрых нейтронов служит специальная фотопленка (типа К), вставленная в пакет, состоящий из разных радиаторов и поглотителей нейтронов. По трекам протонов отдачи определяют плотность потока быстрых нейтронов.

Детекторами тепловых нейтронов служат сцинтилляторы в виде таблеток, изготовленные горячим прессованием из сернистого цинка, солей бора, натрия и порошка оргстекла. Фотопленку в светонепроницаемом пакете вставляют между двумя сцинтилляторами и помещают в свободную полость кассеты. По степени почернения пленки определяют плотность потока тепловых нейтронов.

Фотопленки, применяемые для индивидуального дозиметрического контроля, имеют двустороннее покрытие эмульсией. Их классифицируют по чувствительности.

Технические и эксплуатационные характеристики фотопленок (диапазон энергий 0,06—1,25 МэВ): диапазон измеряемой экспозиционной дозы — для пленки РМ-5-1 $(0{,}05—5{,}16)\cdot10^{-4}$ Кл/кг; для пленки РМ-5-3 $(0{,}77—30{,}96)\cdot10^{-4}$ Кл/кг; погрешность измерения дозы ±20 %.

Фотодозиметр ИФКУ-1 (индивидуальный фотоконтроль усовершенствованный) используется для определения эквивалентных доз: **β-излучения 0,05—1,2 сЗв** (±20 %); γ-излучения 0,05—2 сЗв (±20 %); тепловых нейтронов 0,05—2 сЗв (±40 %). Диапазон энергий: β-излучения 1,4 МэВ и выше; γ-излучения 0,1—3 МэВ. Для зарядки кассет ИФКУ применяют фотопленки следующих типов: РМ-1 (при дозовом эквиваленте 0,05—2 сЗв) и РМ-5-3, РМ-5-4 (при дозовом эквиваленте 15—20 сЗв).

Кассета ИФКУ-1 (рис. 7.8, *а*) изготовляется из пластмассы. Она состоит из корпуса *1* (с внутренней стороны которого запрессованы фильтры); крышки *6*, имеющей снаружи номер и фиксатор пружины *5*, а изнутри — гофрированные зажимы пленки *4*; пружины *3*, закрепленной на оси *2* и предназначенной для крепления кассеты к одежде и для фиксирования крышки. Для защиты от влаги кассету вставляют в полиэтиленовый чехол.

На рис. 7.8, *б* показан продольный разрез кассеты, корпус которой делится на четыре участка.

Участок *1* предназначен для измерения эквивалентной дозы β-излучения, которую под этим участком кассеты обозначают $H_{\beta+\gamma_\Phi}$ (доза от β-частиц и фонового γ-излучения).

Участок *2* кассеты предназначен для измерения эквивалентной

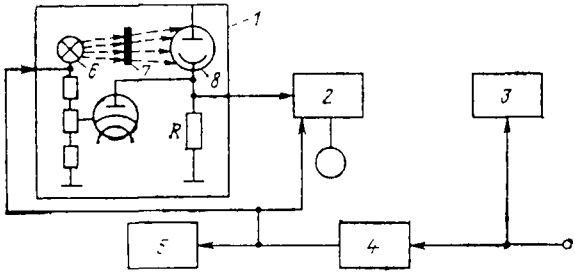


Рис 7 9

дозы естественного фонового облучения. В отличие от участка *1* на участке *2* запрессованы алюминиевые фильтры толщиной 0,5 и 1 мм. Эквивалентная доза фонового облучения на фотопленке, соответствующая этому участку, обозначается H_{γ_Φ} .

Участок *3* кассеты предназначен для измерения эквивалентной дозы γ-излучения, на нем запрессованы фильтры из свинца толщиной 0,75 мм и из алюминия толщиной 0,5 мм. Эквивалентная доза от γ-излучения, соответствующая этому участку, обозначается H_γ.

Участок *4* кассеты предназначен для измерения эквивалентной дозы тепловых нейтронов. В пластмассе этого участка запрессованы: свинцовый фильтр толщиной 0,75 мм, кадмиевый фильтр — 0,027 мм и алюминиевый фильтр — 0,5 мм. Эквивалентная доза от γ-излучения и тепловых нейтронов на участке обозначается $H_\gamma + H_{т\,п}$.

H_γ определяется по степени почернения фотопленки участка *3*. Эквивалентную дозу облучения от β-частиц определяют по степени почернения фотопленки участка *1* без учета естественного фонового облучения H_{γ_Φ}, т. е.

$$H_\beta = 0{,}6\,(H_{\beta+\gamma_\Phi} - H_{\gamma_\Phi}) = 0{,}6\,(H_1 - H_2). \qquad (7.2)$$

Эквивалентная доза облучения от тепловых нейтронов $H_{т\,н}$ определяется по степени почернения фотопленки участка *4* захватным γ-излучением [$^{113}Cd(n, \gamma)^{114}Cd$] без учета эквивалентной дозы, обусловленной от γ-излучения H_γ, т. е.

$$H_{т.н} = H_{т.н+\gamma} - H_\gamma = H_4 - H_3. \qquad (7.3)$$

Структурная схема прибора ИФКУ (рис. 7.9) состоит из измерительного каскада *1*, лампового вольтметра *2*, блока переключения шкал *5* и двух стабилизированных выпрямителей — анодного *3* и низковольтного *4*.

От источника света *6* световой поток, проходящий через фотометрированный участок фотопленки *7*, попадает на фотоэлемент *8*. Ток, проходящий через цепь фотоэлемента, изменяет запирающее напряжение, снимаемое с резистора *R*. Это запирающее напряжение подается на вход лампового вольтметра *2*, что приводит к его разбалансу. Степень разбаланса пропорциональна силе света, за-

висящей от прозрачности пленки, и измеряется стрелочным прибором, шкала которого проградуирована в единицах эквивалентной дозы. Блок переключения *5* исключает возможность ошибки при определении вида излучения, от которого отсчитывается экспозиционная доза.

Стабилизированные выпрямители питают требуемыми напряжениями соответствующие цепи и каскады. Высокая стабильность их исключает погрешность в измерении от сети питающего напряжения.

Градуировку прибора ИФКУ осуществляют по контрольным пленкам, облученным известными эквивалентными дозами. При этом необходимо, чтобы показания стрелочного прибора совпадали с соответствующими значениями эквивалентных доз контрольных пленок.

Эквивалентную дозу можно определить денситометром ДФЭ-10 по оптической степени почернения.

Фотографический метод дозиметрии имеет некоторые преимущества перед другими методами дозиметрии, главные из них — возможность массового применения для индивидуального контроля, документальная регистрация полученной эквивалентной дозы, невосприимчивость к ударам, резкому изменению температур и т. п.

Недостатки этого метода: относительно небольшая чувствительность к малым эквивалентным дозам, невозможность измерения полученной эквивалентной дозы непосредственно в процессе облучения, возможность некомпенсированного хода с жесткостью, зависимость показаний от условий обработки пленки (температуры, времени обработки, концентрации, типа, качества проявителя и др.), сложность обработки пленки.

Глава 8
НЕЙТРОННАЯ ДОЗИМЕТРИЯ

Для регистрации нейтронов можно использовать различные виды вторичных излучений, возникающих в результате ядерных реакций или рассеяния нейтронов на ядрах с передачей им энергии. При этом энергия нейтронов в поглощающей среде преобразуется в энергию протонов и ядер отдачи, α-частиц, γ-излучения и продуктов деления.

Процесс упругого рассеяния нейтронов на ядрах отдачи используют в нейтронной дозиметрии, так как ядра отдачи могут производить ионизацию среды.

Средняя энергия $\bar{E}$, переданная нейтроном ядру отдачи при одном столкновении (рассеяние нейтронов изотропно в системе центра масс нейтрон — ядро), равна (см. гл. 3)

$$\bar{E} = \frac{2A}{(1+A)^2} E_0. \qquad (8.1а)$$

После ряда упругих столкновений первичных моноэнергетических нейтронов они преобразуются в непрерывный спектр. Приближенное значение средней энергии нейтронов после n столкновений можно выразить следующей формулой:

$$\bar{E}_n = \exp(-n\xi)\, E_0, \qquad (8.1б)$$

где $\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1}$; A — атомная масса рассеивающего элемента; E_0 — начальная кинетическая энергия нейтрона.

Вероятность того или иного вида взаимодействия нейтронов с тканью определяется ее химическим составом и энергией нейтронов В состав тела человека входят 96 % водорода, углерода, азота и кислорода. Остальные 4 % составляют Mg, Na, P, S, Cl, K, Ca и др.

Основной процесс взаимодействия быстрых нейтронов (0,5—10 МэВ) с тканью — упругое рассеяние быстрых нейтронов на ядрах водорода, углерода, азота и кислорода. При этом вклад в поглощенную энергию от протонов отдачи составляет 70—80 % всей поглощенной энергии быстрых нейтронов. Это обусловлено не только большим содержанием водорода в ткани, но и большим эффективным сечением рассеяния и наибольшей передачей энергии в акте рассеяния (в среднем $\bar{E}_p = 0{,}5\, E_n$) по сравнению с другими элементами, входящими в состав ткани.

Для медленных нейтронов основным актом взаимодействия также является упругое рассеяние, но образующиеся при этом ядра отдачи получают энергию, недостаточную для ионизации, и их вкладом в биологический эффект обычно пренебрегают.

Упругое рассеяние приводит к быстрой термализации медленных нейтронов.

Из всех ядерных реакций, происходящих в ткани, существенными считаются реакции медленных и тепловых нейтронов на ядрах азота $^{14}N(n, p)^{14}C$ с выходом протонов с энергией 0,62 МэВ и реакция радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами водорода $^{1}H(n, \gamma)^{2}D$ с испусканием γ-излучения с энергией 2,23 МэВ. γ-Излучение дает существенный вклад в дозу, оценка которого усложняется его многократным рассеянием в ткани.

Нейтроны промежуточных энергий до 200 кэВ испытывают упругое рассеяние, создавая протоны и ядра отдачи углерода, кислорода и азота, способные производить ионизацию. Некоторый вклад дают реакции захвата замедлившихся нейтронов. Относительно небольшой вклад дает резонансное поглощение нейтронов в области больших резонансных сечений взаимодействия с кислородом и углеродом.

8.1. ТКАНЕВАЯ И ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ДОЗЫ НЕЙТРОНОВ

Под *тканевой дозой* нейтронов $D_{тк}$ понимается суммарная доза, создаваемая всеми видами вторичного излучения (протонами отдачи D_p, ядрами отдачи $D_я$, ионизирующими частицами, возни-

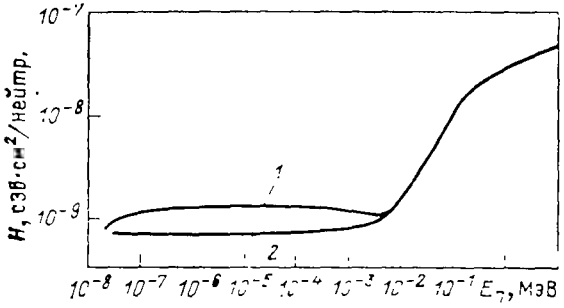


Рис 8 1

кающими в ядерных реакциях, $D_{\text{част}}$ и возникающей при захвате нейтронов D_γ):

$$D_{\text{тк}} = D_p + D_{\text{я}} + D_{\text{част}} + D_\gamma^{\text{I}}. \qquad (8.2\text{а})$$

Различные виды излучения имеют разные коэффициенты качества, потому эквивалентная доза H, Зв, равна

$$H = D_p(\text{к})_p + D_{\text{я}}(\text{к})_{\text{я}} + D_{\text{част}}(\text{к})_{\text{част}} + D_\gamma(\text{к})_\gamma. \qquad (8.2\text{б})$$

Вклад в тканевую дозу того или иного вида вторичного излучения изменяется с энергией нейтронов, поэтому зависимость эквивалентной дозы от энергии нейтронов отличается от энергетической зависимости тканевой дозы.

Степень воздействия нейтронов при профессиональном облучении характеризуется максимальной эквивалентной дозой в биологической ткани.

Снайдер и Нойфелд методом Монте-Карло впервые рассчитали глубинное распределение эквивалентной дозы моноэнергетических нейтронов, падающих нормально на бесконечную пластину из тканеэквивалентного вещества толщиной 30 см. По их данным определена зависимость от энергии максимальной эквивалентной дозы нейтронов в теле человека (рис. 8.1, кривая *1*) и максимальной поверхностной эквивалентной дозы (рис. 8.1 кривая *2*). Результаты более поздних, уточненных расчетов Снайдера и Нойфелда были использованы без изменений в Международных рекомендациях, в ОСП — 72/80 и НРБ—76 при установлении предельно допустимых уровней по нейтронам.

И. Б. Кеприм-Маркус и др. отмечают, что данные Снайдера и Нойфелда несовершенны, так как они предназначены для моноэнергетических нейтронов, а в реальных условиях человек облучается нейтронами с широким спектром энергий, и максимальная эквивалентная доза в этом случае оказывается на поверхности тела: не учитывается и косое (наклонное) падение нейтронов. Авторы приводят уточненные расчеты и результаты экспериментов с учетом распределения в теле человека поглощенной и эквивалентной доз нейтронов с различными спектрально-угловыми ха-

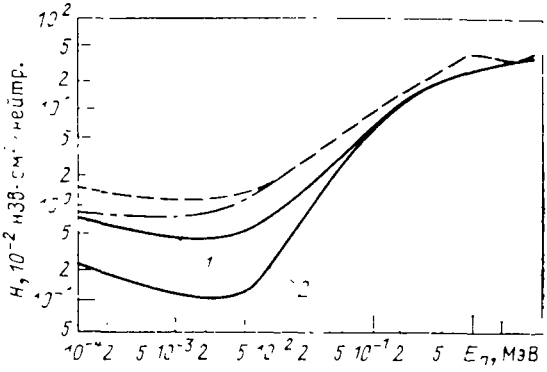


Рис. 8.2

рактеристиками. Моделью тела человека служил бесконечный эллиптический цилиндр с размером полуосей 12×18 см, выполненный в виде гомогенного фантома из тканеэквивалентного материала с химическим составом, близким к составу мышечной ткани.

Результаты расчетов для максимальной эквивалентной дозы на поверхности тела в условиях широкого энергетического спектра нейтронов для различных направлений облучения приведены на рис. 8.2 (кривые *1, 2* указывают различные направления облучения). Эти результаты сопоставлены с кривыми Снайдера и Нойфельда для моноэнергетических нейтронов и нормального падения пучка (пунктирная кривая — для максимальной удельной эквивалентной дозы * по телу человека, штрихпунктирная кривая — на поверхности тела). Существенное различие между данными Снайдера и Нойфелда и данными И. Б. Кеирим-Маркуса и др. наблюдается только в области нейтронов промежуточных энергий (до 200 кэВ).

8.2. ИОНИЗИРУЮЩЕЕ ДЕЙСТВИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Нейтронное излучение имеет специфические особенности по сравнению с γ-излучением.

Методика измерения ионизирующего действия нейтронных потоков основана на использовании энергии ядер отдачи, получающихся в результате упругого рассеяния нейтронов.

Ионизационные измерения потока быстрых нейтронов могут производиться большими, средними и малыми ионизационными камерами. Рассмотрим все три типа камер отдельно.

1. *Большие ионизационные камеры* — это такие камеры, у которых геометрические размеры намного больше пробега ядер отдачи в газовой полости камеры.

---

* Удельная эквивалентная доза, 10^{-2} мЗв·см²/нейтр, означает эквивалентную дозу, отнесенную к флюенсу ионизирующих частиц, т. е $D^{уд}_{экв} = D_{экв}/Ф$.

Предположим, что моноэнергетический поток нейтронов попадает в объем ионизационной камеры, заполненный газовой смесью. Считаем, что быстрые нейтроны испытывают только упругие столкновения с ядрами атомов среды.

Рассмотрим камеру с газовой стенкой. Выделим единичный объем газа, равный 1 см^3, который будет окружен газовой стенкой из того же самого газа.

Введем следующие обозначения: N — число нейтронов, ежесекундно попадающих в единичный объем газа; E — энергия нейтронов; M_{pT} — число молекул газа в единичном объеме при температуре T и давлении p; n_i — число атомов типа i в каждой молекуле; σ_i — сечение взаимодействия нейтронов с ядрами атомов сорта i; $\bar{E}_i$ — средняя энергия, теряемая нейтроном при одном столкновении с ядрами типа i; $N\sigma_i$ — число столкновений в единичном объеме газа в 1 с с одним атомом типа i; $N\sigma_i n_i$ — то же с одной молекулой; $N\sigma_i n_i M_{pT}$ — то же со всеми молекулами; $\bar{E}_i N\sigma_i n_i M_{pT}$ — энергия, теряемая нейтронами в единичном объеме газа при столкновении с ядрами типа i в 1 с. Тогда полная энергия, теряемая в единице объема газа в 1 с,

$$W_g = NM_{pT}\sum_i \bar{E}_i\sigma_i n_i. \tag{8.3}$$

Если рассеяние изотропно в системе центра масс, то

$$\bar{E}_i = E\frac{2A_i}{(1-A_i)^2}, \tag{8.4}$$

где A_i — атомная масса ядра отдачи; E — энергия нейтрона.

Однако линейная плотность ионизации является функцией давления p, МПа. Тогда

$$M_{pT} = M_{T,0,1}\frac{p}{0,1}. \tag{8.5}$$

Поглощенная энергия W_g преобразуется в энергию образования ионов, т. е.

$$W_g = WN_g. \tag{8.6}$$

Здесь W — средняя энергия ионообразования ядер отдачи в газе; N_g — число пар ионов в единице объема газа.

Из выражений (8.3)—(8.6) можно определить

$$N_g = \frac{2M_{T0,1}}{W}\frac{p}{0,1}NE\sum_i n_i\sigma_i\frac{A_i}{(1+A_i)^2}. \tag{8.7}$$

Выражение (8.7) позволяет по измеренному числу пар ионов и известным значениям n_i, σ_i, A_i, $M_{T,0,1}$ подсчитать энергию потока нейтронов NE. Если спектр нейтронов будет немоноэнергетическим, то выражение (8.7) должно быть просуммировано по всему спектру энергий нейтронов. Из формулы также видно, что N_g прямо пропорционально давлению p.

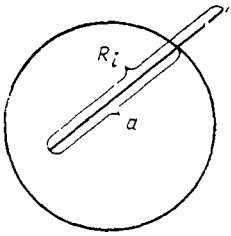


Рис 8 3

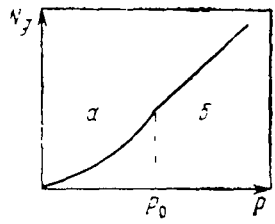


Рис 8 4

2. *Средние ионизационные камеры* — это такие камеры, у которых геометрические размеры меньше, чем пробег R ядер отдачи i в газовой полости камеры (рис. 8.3), находящейся при нормальном давлении.

В этом случае на ионизацию используется только часть a пробега ядра отдачи в камере, остальная часть теряется в стенках камеры R_i—a. Обозначим долю пробега ядра отдачи, укладывающуюся внутри объема камеры при нормальном давлении, $r_i = a/R_i$. Тогда с увеличением давления p отношение пути ядра отдачи в камере к полному пробегу равно $r_i p/0{,}1$. При постепенном увеличении давления значение $r_i p/0{,}1$ увеличивается, и при некотором давлении p_0, называемом переходным, длина пробега ядра отдачи полностью уложится внутри камеры. При этом значение $r_i p_0/0{,}1 = 1$ останется неизменным и при более высоком давлении.

Величина r_i зависит от рода газа, энергии и угла рассеяния нейтронов, а также от геометрии камеры.

Для средних камер при $p < p_0$ можно использовать выражение (8.7) для определения потока в больших камерах, но следует ввести поправку на давление $r_i p/0{,}1$.

Тогда

$$N_g = \frac{2M_{T,0,1}}{W}\left(\frac{p}{0{,}1}\right)^2 NE \sum_i n_i \sigma_i r_i \frac{A_i}{(1+A_i)^2}, \qquad (8.8)$$

т. е. при $p < p_0$ ионизация пропорциональна квадрату давления.

Можно построить график зависимости N_g от давления p для одной энергии ядра отдачи типа i со своим переходным давлением p_i (рис. 8.4). Область a ($p < p_0$) характеризует средние и малые камеры, область $б$ ($p > p_0$) — большие камеры.

3. *Малыми ионизационными камерами* называются такие камеры, у которых линейные размеры значительно меньше пробега ядер отдачи.

Стенки малой ионизационной камеры могут быть выполнены из водородсодержащего материала, а полость камеры заполняется воздухом. Иногда стенки камеры выполняют из неводородсодержащих материалов, а камеру наполняют водородом.

Ионизация в камере может быть обусловлена следующими

частицами: протонами или ядрами отдачи выбитыми нейтронами из стенки камеры; протонами или ядрами отдачи, образующимися в газовом объеме; электронами, выбитыми из стенок камеры γ-излучением, сопровождающим поток быстрых нейтронов.

Если пробеги протонов отдачи не умещаются в полости камеры (стенки выполнены из водородсодержащего материала, полость заполнена воздухом), можно применить теорию Брэгга — Грея для наперстковых камер:

$$W_A = WN_{gA}k, \tag{8.9}$$

где W_A — энергия, поглощенная в 1 см³ стенки камеры; W — средняя энергия ионообразования ядер отдачи в газе; N_{gA} — ионизация в 1 см³ газа g, создаваемая ядрами отдачи материала стенок A; $k=S_A/S_g$ — отношение тормозных способностей ядер отдачи материала стенки A и газа g.

Очевидно, рассуждения, относящиеся к средним ионизационным камерам, можно применить и к малым. Для этого в выражение (8.8) вместо N_g подставляем значение N_{gA}, найденное по формуле (8.9).

8.3. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ И ДОЗИМЕТРИЯ НЕЙТРОНОВ

Для регистрации нейтронов используют процессы взаимодействия тепловых нейтронов с ядрами атомов.

Захват нейтрона приводит к образованию возбужденного ядра, которое либо расщепляется с испусканием заряженной частицы, либо возвращается в основное состояние с испусканием γ-излучения. При захвате тепловых нейтронов применяют методы, пригодные для регистрации заряженных частиц и γ-излучения.

Тепловые и надтепловые нейтроны регистрируют, используя реакции типа $^{10}B(n, \alpha)^7Li$, $^6Li(n, \alpha)^3H$, $^3He(n, p)^3H$, а также деление тяжелых ядер ^{235}U и ^{239}Pu.

В реакции $^{10}B(n, \alpha)^7Li$ ядра ^4He и ^7Li разлетаются с энергией соответственно 1,6 и 0,9 МэВ. В ионизационных камерах или пропорциональных счетчиках применяют бор в виде газа высокой чистоты (трифторидбор BF_3 или триметилбор $B(CH_3)_3$), высокообогащенный (до 96 %) радионуклидом ^{10}B ($\sigma=3813$ б), или в виде твердого вещества B_4C, наносимого тонким слоем на поверхность электродов. При наполнении газом BF_3 ионизацию в приборе производят обе частицы (^4He и ^7Li), а при нанесении твердого слоя B_4C в ионизации участвует только одна из частиц, так как другая поглощается стенкой. Поэтому камеры с твердым слоем борного соединения B_4C менее эффективны, чем камеры с газовым заполнением BF_3.

Счетчики с заполнителем BF_3 применяют также для регистрации быстрых нейтронов. Для этого борный счетчик помещают в замедлитель. Эффективность такого счетчика зависит от энергии нейтронов и расположения источника.

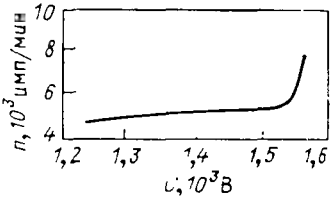


Рис. 85

Борные счетчики (диаметр 2,2 см, длина 15 см, $p=0{,}05$ МПа, обогащение до 96 % ^{10}B, со счетной характеристикой, представленной на рис. 8.5), имеющие чувствительность 2 имп/с на 1 нейтр./(см^2·с), применяют для измерения плотности потока не более 10^5 нейтр./(см^2·с). При большой плотности потока происходит изменение счетной характеристики (смещение плато) вследствие накопления лавины электронов у нити счетчика. При плотности потока тепловых нейтронов более 10^5 нейтр./(см^2·с) используют борные ионизационные камеры.

Борные счетчики и ионизационные камеры удовлетворительно работают в γ-полях. Так, при облучении γ- и нейтронным потоками ($E_\gamma=1{,}17$ и 1,33 МэВ) борного счетчика типа СНМ-5 (диаметр 34 мм, длина 18,5 см, $p=0{,}03$ МПа) средний импульс от γ-излучения составлял $^1/_8$ максимального значения импульса, получающегося от нейтронов. При измерении плотности потока 10^3—10^{11} нейтр./(см^2·с) ионизационными камерами влияние γ-фона незначительно.

Херст и др. предложили пропорциональный полиэтиленовый счетчик с этиленовым наполнением; этилен и ткань имеют близкий ход зависимости дозы излучения от энергии, поэтому этилен можно принять за тканеэквивалентный материал. Так как стенки счетчика полиэтиленовые, счетчик можно считать однородным и удовлетворяющим требованиям теории Брэгга — Грея.

Устройство этиленового нейтронного счетчика показано на рис. 8.6. Основными частями пропорционального счетчика являют-

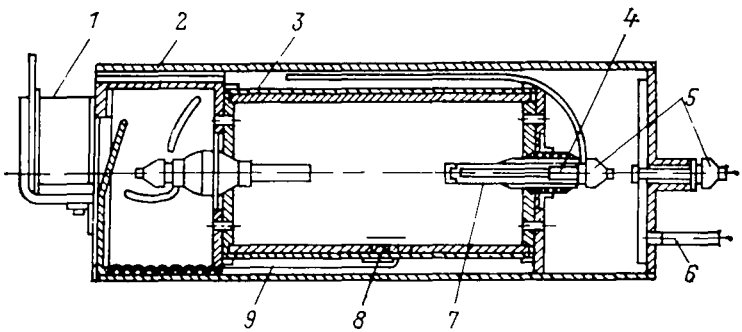


Рис 8.6

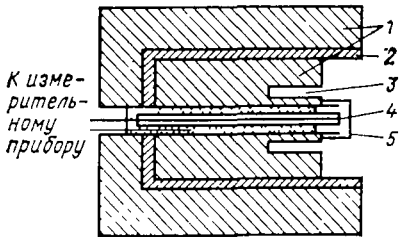


Рис 87

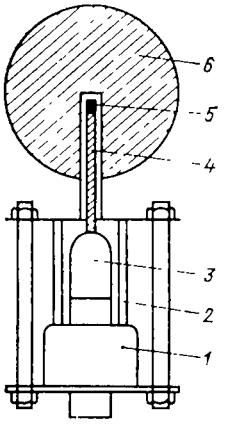


Рис. 88

ся полиэтиленовый вкладыш *3*, охранные трубки *7*, служащие для выделения определенного чувствительного объема счетчика, градуируемого с помощью внутреннего α-источника *8*; катушка реле *1* и приспособление *9*, служащие для закрывания α-источника; вольфрамовая нить *4*; латунный корпус *2*; коваровый ввод *5* и подвод газа *6*.

Для дискриминации γ-фона и непосредственного измерения поглощенной в стенках счетчика энергии Херст применяет сложную и громоздкую электронную схему. Диапазон измеряемой счетчиком Херста энергии от 0.1 до 14 МэВ.

Для регистрации нейтронов промежуточных энергий все чаще прибегают к использованию «всеволновых» детекторов, выполненных из 2—3 водородсодержащих коаксиальных цилиндрических слоев с внутренним расположением борного счетчика или из нескольких полиэтиленовых шаров различных диаметров — замедлителей, надеваемых на детектор-сцинтиллятор таким образом, чтобы он находился в центре шара.

Конструкция всеволнового счетчика, который может регистрировать нейтроны в диапазоне от 0,1 до 5 МэВ с постоянной эффективностью, показана на рис. 8.7. Счетчик состоит из двух цилиндрических парафиновых блоков *1*, вставленных один в другой (диаметр 380 и 200 мм, длина 500 и 350 мм соответственно), между которыми находится экран *2*, состоящий из слоя B_2O_3 (в отсутствие слоя B_2O_3 и внешнего цилиндрического парафинового блока боковая поверхность счетчика чувствительна к нейтронным потокам). Экран предназначен для уменьшения чувствительности всеволнового счетчика к рассеянным нейтронам, поступающим не с торца счетчика. Внутри парафиновых блоков устанавливают пропорциональный борный счетчик *4*, который с правого торца закрывается кадмиевым колпачком *5* для экранировки от прямого пучка тепловых нейтронов.

Принцип работы счетчика заключается в следующем: поток нейтронов поступает с правого торца счетчика. Большая часть им-

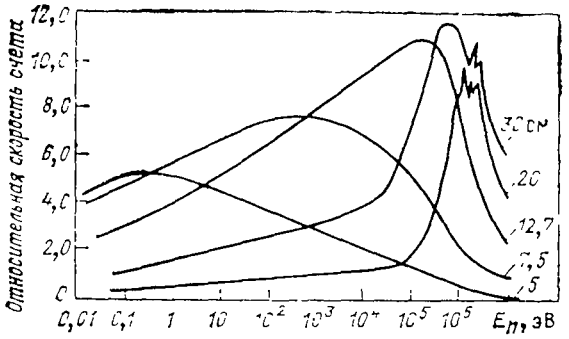


Рис 8 9

пульсов возникает в счетчике от тепловых нейтронов, которые образуются при замедлении в парафине медленных нейтронов, не имеющих возможности проникнуть в глубь парафина. Ядерные реакции $^{10}B(n, \alpha)^7Li$ под действием медленных нейтронов происходят в основном в правом конце счетчика. Для увеличения эффективности регистрации медленных нейтронов в торцевой части парафина по окружности высверлено несколько отверстий *3*.

С увеличением энергии нейтронов соответственно увеличивается и их длина свободного пробега в парафине. Вследствие этого область, в которой быстрые нейтроны становятся тепловыми и затем регистрируются счетчиком, находится в глубине борного счетчика. При рассеянии быстрые нейтроны могут выйти за пределы боковых поверхностей парафинового блока. Поэтому необходимо выбрать правильную геометрию замедлителя. Указанный детектор обладает постоянной чувствительностью, не зависящей от энергии нейтронов. Чувствительность всеволнового счетчика около 200 имп/мин при плотности потока нейтронов 1 нейтр./(см^2·с), что вполне удовлетворяет практическим целям.

Эффективность борного счетчика η, зависящую от длины рабочего объема l, энергии нейтронов E_n и давления газа p, можно определить по формуле

$$\eta = 1 - \exp\left(-0{,}07pl/E_n^{1/2}\right). \qquad (8.10)$$

При $p=0{,}1$ МПа, $l=20$ см, $E_n=0{,}0253$ эВ, $\eta=0{,}9$.

Практический интерес представляет измерение потока нейтронов в интервале энергий от 10^{-2} до 10^7 эВ с использованием многошарового метода. Для этой цели применяют сцинтилляционный детектор, состоящий из ФЭУ *3* с экраном *2*, предусилителя *1*, световода *4*, сцинтиллятора $^6LiI(Eu)$ *5* со сменными полиэтиленовыми шаровыми замедлителями *6* (рис. 8.8). Была измерена экспериментально эффективность шаров диаметрами 5; 7,5; 12,7; 20 и 30 см в диапазоне энергий нейтронов 50 кэВ—15 МэВ и для тепловых нейтронов. На рис. 8.9 представлена эффективность регистрации нейтронов детектором со сферическими замедлителями различных диаметров. Путем интерполяции диаметров шаров от

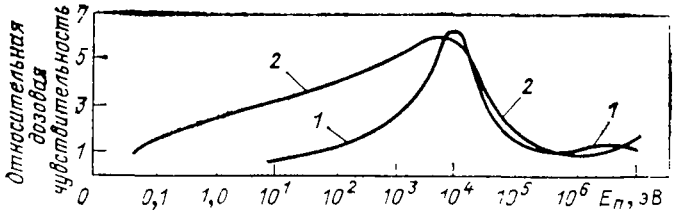


Рис 8 10

5 до 30 см с шагом 0,65 см найдено, что к показаниям пяти сферических детекторов можно подобрать коэффициенты и получить соответствующие характеристики:

потока нейтронов

$$F = 0{,}16z(5{,}1) - 0{,}02z(8{,}9) + 0{,}12z(12{,}7) - 0{,}07z(17{,}8) + \\ + 0{,}12z(29{,}2) \qquad (8.11)$$

(z — показание детектора, в скобках указан диаметр сферы, см; средняя погрешность 2 %, максимальная — 20 %);

поглощенной дозы, сГр,

$$D = 0{,}06z(8{,}9) - 0{,}08z(12{,}7) + 0{,}04z(17{,}8) + 0{,}23z(29{,}2) \qquad (8.12)$$

(средняя погрешность — 3 %, максимальная — 70 %);

эквивалентной дозы, сЗв,

$$H = 0{,}12z(5{,}1) + 0{,}15z(8{,}9) - 0{,}01z(12{,}7) + 0{,}14z(17{,}8) + \\ + 0{,}01z(29{,}2) \qquad (8.13)$$

(средняя погрешность 16 %, максимальная — 300 %).

Затем был предложен сферический детектор из полиэтилена диаметром 24 см. На рис. 8.10 показан ход с жесткостью *2* этого детектора и ход с жесткостью *1* дозиметра РУС-4. В дозиметре РУС-4 использован двойной сферический замедлитель из парафина с диаметром 300 и 150 см с добавкой в наружный слой карбида бора. Сравнивая показания хода с жесткостью обоих дозиметров, можно заключить, что при энергии нейтронов более 10 кэВ наблюдается совпадение их результатов (погрешность РУС-4 составляла около 22 %).

Для регистрации нейтронов в широком диапазоне энергий находят применение трековые дозиметры.

Тяжелые частицы, проходящие через некоторые диэлектрики (слюду, стекло, поликарбонат и др.), образуют в их среде ионные пары. Образовавшиеся при этом электроны быстро удаляются от траектории частицы, а положительные ионы подвергаются взаимному электростатическому отталкиванию. Таким образом создаются повреждения в кристаллической структуре диэлектрика вдоль траектории частицы. После этого облученные слюда, неорганические стекла протравливаются 48 %-ной фтористоводородной кислотой (от 3 с до нескольких часов при 20 °С), а полимерные мате-

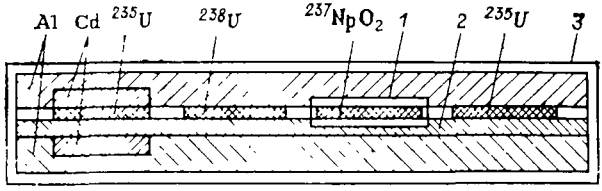


Рис. 8.11

риалы — 6 н. NaOH (от 10 мин до 2 ч при 70 °С). Обработанные таким образом следы частиц превращаются в треки в виде полых цилиндрических трубочек, которые можно увидеть на поверхности диэлектрика с помощью микроскопа.

Степень повреждения структуры вещества, т. е. образование видимого следа, зависит от его состава и удельной потери энергии (dE/dx), которая должна превосходить определенное критическое значение $(dE/dx)_{кр}$ [например, для слюды, стекла и кварца $(dE/dx)_{кр} \approx 1{,}5 \cdot 10^{-4}$ МэВ·см^2/г].

При совместном использовании трекового детектора с делящимся материалом, служащим источником продуктов деления, можно создать дозиметр нейтронов. В зависимости от спектра нейтронов можно применять различные делящиеся нуклиды (^{235}U, ^{238}U, ^{232}Th, ^{237}Np, ^{239}Pu).

На рис. 8.11 показана схема индивидуального (аварийного) трекового дозиметра, состоящего из делящихся веществ (две фольги ^{235}U, одна из которых экранирована с обеих сторон слоем кадмия 1 мм, ^{238}U и $^{237}NpO_2$, введенного в полиэфирную пленку *1*, вследствие нестойкости ^{237}Np на воздухе), трековой поликарбонатной пленки *2*, двух алюминиевых пластинок и пластмассового чехла *3*.

Участки диэлектрика, находящиеся под слоями ^{235}U, ^{235}U, экранированного Cd, регистрируют соответственно треки, возникающие в результате деления ^{235}U тепловыми ($E_n = 0{,}023$ эВ) и надтепловыми ($E_n = 0{,}4$ эВ) нейтронами. Участок диэлектрика, находящегося под слоем $^{237}NpO_2$, регистрирует треки, образующиеся при делении ^{237}Np нейтронами с энергией от 0,4 до 1,5 МэВ. Участок диэлектрика, находящегося под слоем ^{238}U, регистрирует треки, появляющиеся в результате деления ^{238}U быстрыми нейтронами с энергией выше 1,5 МэВ.

Другой трековый индивидуальный дозиметр нейтронов выполнялся в виде двух детекторов продуктов деления, укрепленных на поясе тела *6* (рис. 8.12). Детектор *а* регистрирует продукты деления ^{235}U, детектор *б* — продукты деления ^{237}Np. Тонкий слой (1—2 мг/см^2) делящегося вещества *3* (^{235}U или ^{237}Np) в контакте со стеклом *2* (площадью 1 см^2) помещают в кассету *1*, прижимая пружиной *5*, и закрывают полиэтиленовой крышкой *4* (кассета *1'* детектора ^{237}Np выполнена из ^{10}B).

После облучения стекло травят фтористоводородной кислотой

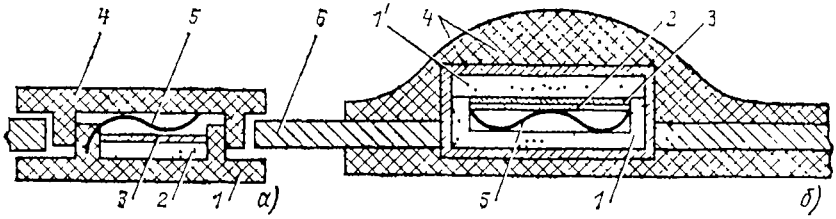


Рис 8.12

(концентрацией от 2,5 до 20 %) в течение 5—20 мин. Количество треков на обработанном стекле определяют с помощью микроскопа.

Трековые нейтронные дозиметры имеют ряд преимуществ по сравнению с другими методами. К ним относятся: нечувствительность к β- и γ-излучениям; отсутствие потери информации с течением времени; широкий диапазон измеряемых доз (влияние хода с жесткостью можно регулировать от 0,1 до 1 МэВ подбором соответствующего вещества); более простая обработка информации (процесс травления вместо проявления ядерных фотоэмульсий).

Для регистрации нейтронов любых энергий можно использовать деление тяжелых ядер в камерах деления, например ^{235}U ($\sigma_f = 582$ б), ^{239}Pu ($\sigma_f = 746$ б).

На рис. 8.13 показана зависимость сечения деления σ_f от энергии E_n для тяжелых элементов, которые могут быть использованы для регистрации нейтронов. Как видно из рисунка, сечения деления ^{235}U и ^{239}Pu изменяются незначительно в большом диапазоне энергий нейтронов и имеют наибольшие значения по сравнению с сечениями деления других радионуклидов. Во избежание самопоглощения продуктов деления делящееся вещество, например ^{235}U, наносят тонким слоем (0,02—2 мг/см^2) на электроды ионизационной камеры, заполненной аргоном (0,5—1,0 МПа).

Нейтрон, попадающий на электрод камеры деления, может вызвать расщепление тяжелого элемента. При делении урана образуются продукты деления суммарной энергией около 165 МэВ, поэтому импульсы ионизационного тока получаются весьма большими. Наличие таких импульсов позволяет произвести дискриминацию малых импульсов различного происхождения (например, α-частиц) и сопровождающего γ-излучения.

По сравнению с борными счетчиками камеры деления более долговечны и могут работать при высокой температуре. Эффективность η камер определяется по формуле

$$\eta = 10^{-5}\sigma_f. \qquad (8.14)$$

Для камер деления, использующих ^{235}U, $\eta = 0{,}6$ %, т. е. значительно ниже, чем для борных счетчиков. Для увеличения чувствительности камер деления к нейтронному излучению необходимо увеличить поверхность электродов камеры.

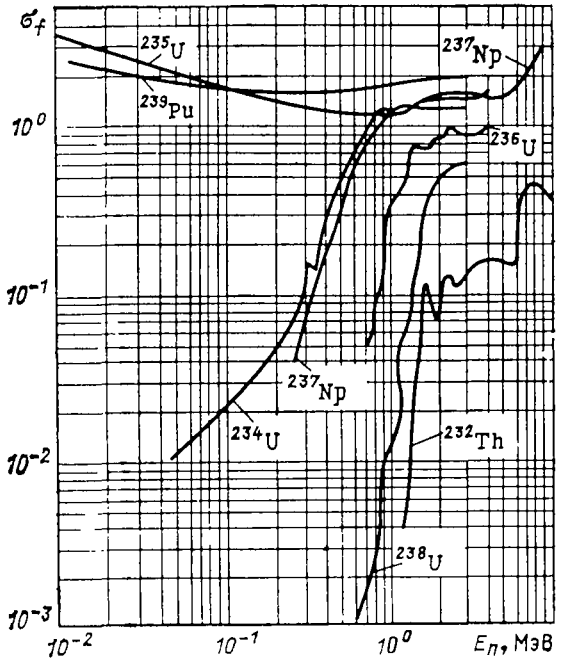


Рис 8.13

Камера деления с высокой эффективностью показана на рис. 8.14. Камера имеет четыре концентрических алюминиевых электрода, на которые нанесен слой U_3O_8, содержащий до 90 % ^{235}U общей поверхностью свыше 0,1 м^2. Диапазон измерения камеры деления составляет от 10 до $2 \cdot 10^5$ нейтр./(см$^2 \cdot$с) при плотности потока γ-излучений до 10^{10} фотон/(см$^2 \cdot$с).

Делящееся вещество ^{235}U можно нанести на электроды пропорционального счетчика. Эффективность счетчика около 10 %.

Для регистрации быстрых нейтронов широко используют сцин-

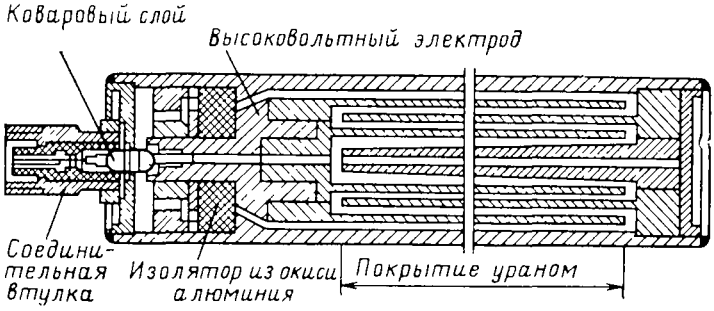


Рис 8.14

тилляционные счетчики со специально изготовленными сцинтилляторами.

Известно, что быстрые нейтроны при упругом столкновении с ядрами водорода передают им бо́льшую часть своей энергии, которая тратится на ионизацию и возбуждение атомов водородсодержащей среды. Поэтому органические сцинтилляторы, содержащие большое количество атомов водорода (например, стильбен), обладают высокой эффективностью регистрации быстрых нейтронов. Однако их эффективность регистрации γ-излучения также велика. Вследствие этого регистрация быстрых нейтронов одним сцинтилляционным счетчиком в присутствии γ-фона затруднительна. Для устранения указанных недостатков сцинтилляторы изготовляют из смеси неорганических люминофоров, имеющих высокую конверсионную эффективность для протонов, и материала с большим содержанием водорода. Смеси приготовляют в виде таблеток из плексигласового порошка с вкраплением зерен из ZnS(Ag) или из ZnS(Ag) в расплавленном парафине с полиэтиленом. Эти таблетки широко применяют в нейтронных счетчиках.

Иногда для регистрации быстрых нейтронов применяют сцинтилляторы, содержащие водород и бор. Быстрый нейтрон после нескольких упругих столкновений с ядрами водорода теряет свою скорость и становится тепловым. В результате сцинтилляционный счетчик регистрирует два импульса: первый импульс от протона отдачи, возникающего вследствие взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами водорода, второй импульс от α-частиц и ядер лития, возникающих в ядерной реакции $^{10}B(n, \alpha)^{7}Li$ в результате взаимодействия тепловых нейтронов с бором.

Для регистрации тепловых нейтронов предназначен сцинтиллятор из смеси ZnS(Ag) с B_2O_3 (толщиной около 80 мг/см^2), эффективность которого около 5 %. Сцинтиллятор, состоящий из смеси $^{6}LiI(Eu)$ (или ^{6}LiF) и ZnS(Ag), имеет бо́льшую эффективность, чем сцинтиллятор, содержащий природную смесь изотопов лития. Эффективность достигает 90 % для тепловых нейтронов и около 4 % для нейтронов с $E=1$ кэВ (толщина кристалла 5 см). Кристаллы, содержащие литий в виде $LiSiO_5$ и $Li_2CaSiO_4(Ce)$, используют для детектирования тепловых нейтронов с эффективностью около 4 % и временем высвечивания $4\cdot10^{-4}$ и $2\cdot10^{-7}$ с соответственно. Для сцинтилляторов успешно применяют смесь из ZnS(Ag) и делящегося вещества ^{238}U в виде $UO_2(NO_3)_2$ в соотношении 6 : 1. При энергии нейтронов 2—4 МэВ эффективность регистрации составляет около $4\cdot10^{-2}$ %.

Сравнительно низкая эффективность перечисленных сцинтилляторов из различных смесей объясняется их незначительной прозрачностью.

В кристалле NaI(Tl) можно использовать наведенную активность образующихся радионуклидов ^{24}Na и ^{128}I, у которых вспышки люминесценции, обусловленные β- и γ-излучением регистрируются ФЭУ. Опыты, проводимые на реакторе, дали удовлетворительные результаты.

Для регистрации надтепловых нейтронов применяют органические пленочные сцинтилляторы (антрацен и терфенил с полистиролом, растворенные в толуоле) с нанесением лития. Органические пленки нечувствительны к быстрым нейтронам. Время их высвечивания составляет около $3 \cdot 10^{-9}$ с.

Стеклянные сцинтилляторы, изготовленные спеканием $^{6}Li_2O$, Al_2O_3 и SiO_2, обладают малым временем высвечивания $5 \cdot 10^{-9}$ с и конверсионной эффективностью около 25 % (для нейтронов с энергией $E = 1$ кэВ толщина сцинтиллятора 3,75 см).

Фотографические эмульсии можно использовать в качестве дозиметров тепловых и быстрых нейтронов.

Для регистрации тепловых нейтронов используют реакцию на ядрах азота $^{14}N(n, p)^{14}C$, содержащихся в фотоэмульсии. По образовавшимся на эмульсии трекам от протонов можно подсчитать поток тепловых нейтронов. Если наряду с тепловыми нейтронами в потоке находятся быстрые нейтроны, то следы, образовавшиеся от протонов, трудно отличить от следов протонов отдачи, созданных быстрыми нейтронами. В этом случае указанный способ малопригоден для регистрации тепловых нейтронов.

Для увеличения чувствительности фотоэмульсии к тепловым нейтронам в ее состав добавляют вещества (^{6}Li, ^{10}B), имеющие большое эффективное сечение захвата тепловых нейтронов. Получающиеся в результате ядерных реакций $^{6}Li(n, \alpha)^{3}H$ и $^{10}B(n, \alpha)^{7}Li$ частицы образуют на эмульсии следы, по которым подсчитывают число тепловых нейтронов, прошедших через 1 см^2 в 1 с.

При регистрации тепловых нейтронов применяют кадмиевые фильтры. Тепловые нейтроны поглощаются кадмием по реакции (n, γ) с последующим испусканием захватного γ-излучения, которое воздействует на фотопленку. Это позволяет измерить эквивалентную дозу излучения, обусловленную действием тепловых нейтронов.

Экспериментально установлено, что тепловые нейтроны, создающие эквивалентную дозу 1 сЗв, соответствуют захватному γ-излучению (с энергией 0,3—10 МэВ), вызывающему такое же почернение эмульсии, как и при действии экспозиционной дозы 0,56 мКл/кг. В данном способе регистрации довольно сложно произвести градуировку фотопленок при одновременном действии тепловых нейтронов и γ-излучения.

Поток быстрых нейтронов можно измерить путем счета треков, образованных в фотоэмульсии протонами отдачи, которые выбиваются из водородсодержащей среды под действием нейтронов.

Фотодозиметры быстрых нейтронов изготовляют различными способами: водородсодержащее вещество (полиэтилен) можно поместить между двумя фотоэмульсиями; с обеих сторон фотоэмульсии накладывают несколько чередующихся слоев определенной толщины из водородсодержащего вещества (целлюлозы) и алюминия. Собранный тем или иным способом дозиметр заворачивают в светонепроницаемую бумагу и помещают в кадмиевый фильтр,

поглощающий тепловые нейтроны. Дозиметры подобного типа применяют для регистрации нейтронов с энергией от 0,25 до 10 МэВ. Если поток быстрых нейтронов сопровождается интенсивным γ-излучением, на эмульсии трудно распознать треки от ядер отдачи. В этом случае измерение потока быстрых нейтронов указанным способом становится невозможным.

Для регистрации эквивалентных доз при авариях обслуживающий персонал АЭС снабжается высокодозными пленочными пакетами. В эти пакеты входят пленки для измерения эквивалентных доз тепловых нейтронов и γ-излучения до 1000 сЗв а также пленки для измерения эквивалентных доз от быстрых нейтронов. Для измерения этой дозы быстрых нейтронов методом активации в пакеты вставляются серные пластинки. Для определения эквивалентной дозы тепловых нейтронов в пакет вставляется индиевая фольга, которая активируется под действием тепловых нейтронов и испускает γ-излучение.

Под действием тепловых нейтронов некоторые элементы, имеющие большое сечение активации $\sigma_{акт}$ [реакция захвата нейтрона (n, γ)], можно использовать для измерения плотности потоков нейтронов φ. Для этих целей используют различные фольги, позволяющие определить плотность потока на заданном участке нейтронного поля.

Наведенная активность $\mathcal{A}_{нав}$ определяется по формуле (см. гл. 13)

$$\mathcal{A}_{нав} = \varphi \sigma_{акт} n [1 - \exp(-\lambda t)], \qquad (8.15)$$

где n — число атомов, находящихся в 1 г поглощающего вещества; t — время облучения.

Из формулы (8.15) видно, что для определения плотности потока тепловых нейтронов достаточно измерить наведенную активность $\mathcal{A}_{нав}$ обычными радиометрическими средствами.

В табл. 8.1 приведены характеристики радионуклидов, исполь-

Таблица 8.1. **Характеристики радионуклидов, используемых для активационных детекторов**

Вещество детектора				Продукт активации		
Элемент	$\sigma_{акт}$, б	Первые резонансы, эВ	Резонансный интеграл, б	Радионуклид	Период полураспада	Энергия излучения, МэВ
^{55}Mn	13,2	340	11,8	^{56}Mn	2,58 ч	β⁻ (2,81) γ (0,882)
^{197}Au	98,8	4,9	1558	^{198}Au	2,7 сут	β⁻ (0,963) γ (0,41)
^{115}In	155	1,46	2640	^{116}In	51,1 мин	β⁻ (1) γ (разные энергии)
^{127}I	5,6	21	140	^{128}I	25 мин	β⁻ (1,25; 0,88; 0,42) γ (0,36; 0,76)
^{107}Ag	45	—	—	^{108}Ag	2,3 мин	γ (0,6; 0,51; 0,43)

зуемых для измерения плотности потока тепловых нейтронов активационным методом.

Первые резонансы (табл. 8.1) следует рассматривать как первый большой резонансный пик. Например, для индия первый большой резонансный пик наблюдается при энергии нейтронов 1,46 эВ, для золота — 4,9 эВ и т. д. При этом сечение возрастает в десятки раз и более.

Для регистрации нейтронов с $E>20$ МэВ можно использовать реакцию $^{12}C(n, 2n)^{11}C$ (табл. 8.2) в органическом сцинтилляторе — антрацене. Ядро ^{11}C испускает позитроны, которые регистрируются антраценом.

Таблица 8.2. Характеристики радионуклидов, используемых для пороговых детекторов

Реакция	Пороговая энергия, МэВ	Период полураспада	Вещество детектора
$^{32}S(n, p)$	1,7	14,5 сут	Плавленая сера
$^{31}P(n, p)$	1,8	2,62 ч	$(NH_4)H_2PO_4$
$^{27}Al(n, p)$	2,6	10 мин	Al
$^{28}Si(n, p)$	4,4	2,27 мин	Si
$^{56}Fe(n, p)$	5,0	2,6 ч	Fe
$^{27}Al(n, \alpha)$	6,5	15,06 ч	Al
$^{127}I(n, 2n)$	8,5	13,3 сут	Кристалл NaI
$^{109}Ag(n, 2n)$	9,6	24,0 мин	Ag
$^{14}N(n, 2n)$	10,6	10,9 мин	NH_3
$^{31}P(n, 2n)$	12,2	2,6 мин	$(NH_4)H_2PO_4$
$^{16}O(n, 2n)$	16,5	2,1 мин	H_2O
$^{12}C(n, 2n)$	20,3	20,5 мин	C; кристалл антрацена

Резкое повышение сечения используется для определения плотности потока нейтронов в резонансной области. Так, при облучении фольги из индия происходит активация тепловыми и резонансными нейтронами. При этом можно зарегистрировать нейтроны с энергией до 2 эВ. Для регистрации только резонансных нейтронов индиевый индикатор экранируют кадмиевым чехлом, чтобы индий при облучении тепловыми нейтронами не активировался. Резонансный пик кадмия находится при 0,18 эВ и имеет большое сечение захвата с энергией до 0,5 эВ. Следовательно, индиевый индикатор с кадмиевым чехлом может зарегистрировать нейтроны с энергией от 0,5 до 2 эВ.

Из изложенного выше следует, что для некоторых элементов ядерные реакции протекают только выше определенной граничной энергии нейтронов, т. е. обнаруживается их пороговый характер.

Для измерения плотности потока быстрых нейтронов также можно использовать пороговые активационные детекторы. Для измерения плотности потока быстрых нейтронов с энергией 1—3 МэВ используется реакция (n, p), с энергией 6—20 МэВ — $(n, 2n)$,

Рис. 8.15

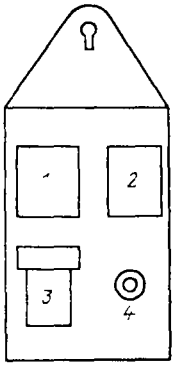
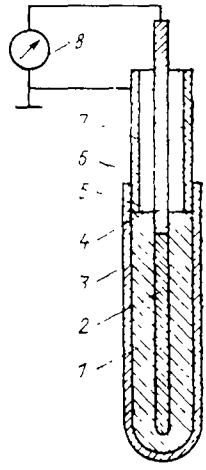


Рис. 8.16 →



(n, α). Характеристики некоторых пороговых детекторов приведены в табл. 8.2.

В пороговых детекторах можно использовать делящиеся материалы, которые применяются на практике.

Если необходимо количественно оценить спектральный состав данной плотности нейтронов потока, можно подобрать элементы с соответствующими пороговыми энергиями деления, например:

Детектор	^{239}Pu (экранированный ^{10}B)	^{237}Np	^{238}U	^{32}S
Пороговая энергия, МэВ	10^{-4}	0,75	1,5	1,6

Применяя пороговые детекторы, можно определить число нейтронов, энергия которых находится в пределах, соответствующих двум соседним значениям порогов применяемых детекторов. Вычитая показания одного детектора из показаний другого, можно получить гистограмму, которая даст распределение нейтронов по следующим энергиям: от 10^{-4} до 0,75 МэВ; от 0,75 до 1,5 МэВ; от 1,5 до 2,5 МэВ и выше.

Поглощенную дозу, сГр, можно определить по формуле

$$D = [0{,}095(\varphi_{Pu} - \varphi_{Np}) + 2{,}4(\varphi_{Np} - \varphi_U) + \\ + 3{,}0(\varphi_U - \varphi_S) + 3{,}7\varphi_S] \cdot 10^{-9}, \qquad (8.16)$$

где φ_i — плотность потока нейтронов с энергией выше порога активации детектора, обозначение которого указано в индексе плотности потока.

Для регистрации тепловых нейтронов применяют золотой индикатор. Зная спектр и абсолютное число нейтронов, можно рассчитать поглощенную дозу.

Аварийный дозиметр «Аида» состоит из трех активационных детекторов (рис. 8.15); меди и фосфора в кадмиевом чехле *1*, меди без кадмиевого чехла *2;* позитивной низкочувствительной

фотопленки *3* со свинцовыми и гетинаксовыми фильтрами; термолюминесцентного дозиметра типа ИКС-А *4*.

Три нейтронных детектора, фотопленку и ИКС-А размещают в кассете ИФК *2, 3, 4* и выдают персоналу. Медный детектор [$^{63}Cu(n, \gamma)^{64}Cu$ $T_{1/2}=12{,}8$ года] в виде пластины в кадмиевом чехле предназначен для измерения нейтронов с промежуточной энергией от 0,4 до 1,5 МэВ; медный детектор без кадмиевого чехла — для измерения тепловых и промежуточных нейтронов (по разнице показаний второго и первого детекторов определяют вклад тепловых нейтронов); детектор из фосфора в кадмиевом чехле в виде таблеток, приготовленных прессованием красного фосфора с полиэтиленовой крошкой, служит для измерения быстрых нейтронов с энергией более 1,5 МэВ, фотопленка предназначена для измерения поглощенной дозы γ-излучения от 10 до 10^3 сГр; ИКС-А — для измерения поглощенной дозы от 0,5 до $5\cdot10^3$ сГр.

Широко применяют эмиссионные детекторы, в частности детекторы нейтронов прямой зарядки (ДПЗ), которые предназначены для измерения плотности потока нейтронов в активной зоне реактора. Эти детекторы основаны на первичных эффектах: захвате нейтронов и β-распаде (захват нейтронов сопровождается мгновенным испусканием γ-излучения и эмиссией из возбужденных ядер высокоэнергетических электронов); выходе электронов отдачи и фотоэлектронов при поглощении внешнего γ-излучения.

Основные элементы ДПЗ (рис. 8.16) — эмиттер *2* (диаметром 0,5—1 мм), выполняемый из материалов (родий, ванадий), в которых под действием нейтронного облучения образуются заряженные частицы. С эмиттера частицы переходят на коллектор *3* (нержавеющая сталь, внешний диаметр 1,5 мм), создавая разность потенциалов, которая определяет ток (измеряемый прибором *8*), пропорциональный измеряемой плотности потока нейтронов. Объем между эмиттером и коллектором заполняется изолятором *1* из окиси алюминия. Коллектор детектора приваривают к оболочке из нержавеющей стали *6* (диаметром 1 мм) *4*, эмиттер — к нихромовой жиле *5*. Объем между оболочкой и кабелем заполняют окисью магния *7*.

Чувствительность родиевых ДПЗ составляет $(3—21)\times$ $\times10^{-20}$ А·см²·с/нейтр., предел линейности более 10^{17}—10^{20} нейтр./(см²·с), рабочая температура — от 250 до 700 °С.

Соотношение между током *I*, А и плотностью потока нейтронов φ, нейтр./(см²·с), можно выразить следующим образом:

$$I(t) = k_c N\sigma\varphi e[1 - \exp(\lambda\tau)], \qquad (8.17)$$

где k_c — константа, зависящая от геометрии детектора и степени самоэкранирования нейтронов и β-частиц; N — число ядер в эмиттере; σ — сечение активации нейтронами материала эмиттера, см²/атом; e — электрический заряд, генерируемый при захвате одного нейтрона, k-захват; λ — постоянная распада для β-эмиссии, $с^{-1}$; τ — время после начала облучения, с.

Уменьшение количества атомов N эмиттера в результате выгорания определяют по формуле

$$N = N_0 \exp(-k_e \lambda \sigma \varphi \tau), \qquad (8.18)$$

где N_0 — исходное количество атомов эмиттера.

На идентичность показаний ДПЗ в основном влияет допуск в диаметре эмиттера. Ресурс работы ДПЗ до 10^{22} нейтр./см^2, рабочая температура при испытании составляет 700—890 °С. Максимально допустимая погрешность в определении плотности потока нейтронов — ±5 %. С помощью ДПЗ можно контролировать мощность реактора, определять плотность потока нейтронов по высоте и радиусу активной зоны.

Основные преимущества ДПЗ: большой ресурс работы (несколько лет) при рабочей температуре до 700 °С, малые габаритные размеры 1—2 мм, нечувствительность к фону реактора, взаимозаменяемость, линейность показания тока в зависимости от плотности потока нейтронов, простые вторичные электронные устройства, низкая стоимость изготовления. Они не требуют предварительной градуировки. Недостатки этих детекторов: временная инерционность, большая чувствительность к изменениям нейтронного спектра и малый выходной ток с единичной длины детектора.

8.4. МЕТОДЫ ДОЗИМЕТРИИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ В СМЕШАННОМ ПОТОКЕ γ- И НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЙ

Если наперстковую ионизационную камеру изготовить из тканеэквивалентного материала, можно применить ее для определения поглощенной дозы в ткани от γ- и нейтронного излучений с использованием соотношения (8.9).

Для изготовления тканеэквивалентной камеры было предложено вещество следующего состава, %: вода 66,2; желатин 20,2; сахароза 8,4; глицерин 5,2. [Для имитации биологической ткани $(C_5H_{40}O_{12}N)_n$ предложен следующий состав проводящей пластмассы: полиэтилен $(CH_2)_n$, нейлон $(C_6H_{11}O)_n$, двуокись кремния (SiO_2), фтористый кальций (CaF_2), сажа (С).]

При добавлении к смеси 0,5 %-ного формальдегида получают твердый материал, из которого изготовляют наперстковые камеры. Такие камеры обычно заполняют газовой смесью следующего состава, %; водород 38,1, метан 22,2, кислород 37,6, азот 2,1. Смесь взрывоопасна, поэтому предпочтительнее применять камеры со стенками из токопроводящей пластмассы, изготовленными из полиэтилена, графита и азотсодержащих веществ. В этом случае наполнителем камеры служит невзрывоопасная газовая смесь: метан 64,4 % по парциальному давлению, углекислый газ 32,5 %, азот 3,1 %.

Известно, что биологическое действие фотонов и быстрых нейтронов неодинаково (коэффициент качества для γ-излучения $k=1$, а для быстрых нейтронов $k=10$), поэтому для практических целей важнее определять не поглощенную, а эквивалентную дозу.

Для этого должно быть известно отдельное процентное содержание γ-излучения и быстрых нейтронов в смешанном потоке, но его трудно определить.

Следовательно, с помощью наперстковой камеры нельзя определить суммарную эквивалентную дозу в зивертах от смешанного γ- и нейтронного потоков без разделения его составляющих.

Разделение нейтронного и γ-компонентов можно производить по измеряемой ионизации, если стенки камеры выполнены из неводородсодержащего материала, а сама камера заполнена водородом при небольшом давлении. В такой камере ионизацию в зависимости от давления можно представить выражением:

$$N = a + bp + cp^2. \tag{8.19}$$

Члены этого выражения характеризуют ионизацию, создаваемую: a — ядрами отдачи, выбитыми нейтронами из стенок камеры (их пробеги незначительны и не зависят от давления в камере); bp — электронами отдачи, выбитыми из стенок камеры γ-излучением (ионизация от электронов пропорциональна давлению p); cp^2 — протонами отдачи, образовавшимися в газовом объеме камеры (их пробеги не укладываются в объеме камеры).

Таким образом, производя измерение ионизации N при трех различных давлениях p_1, p_2, p_3, можно определить постоянные a, b, c в выражении (8.19) и, следовательно, доли ионизации, создаваемые раздельно нейтронным и γ-излучениями.

Разделение нейтронного и γ-компонентов можно произвести также по измерению ионизационного тока от двух камер, включенных по дифференциальной схеме. Стенки одной из камер выполняют из тканеэквивалентного материала с большим содержанием водорода, стенки другой — из материала, близкого по эффективному атомному номеру к ткани (например, углерода). Вторая камера практически нечувствительна к быстрым нейтронам. Размеры, форму и давление газа в обеих камерах подбирают таким образом, чтобы ионизация, обусловленная γ-излучением, была одинакова. По разности тока в этих камерах, облученных γ- и нейтронным потоками, можно определить ионизацию, создаваемую нейтронами.

Для разделения поглощенной дозы от γ- и нейтронного излучений в смешанном потоке применяют камеры (со стенками из тканеэквивалентного материала), работающие в режиме пропорционального счетчика. Импульс в такой камере обусловлен электронами, выбитыми из стенок камеры, а также протонами и тяжелыми ядрами отдачи. Если просуммировать амплитуды Δv_i всех импульсов за определенный промежуток времени Δt, полученная величина будет пропорциональна поглощенной дозе от γ- и нейтронного потоков. Можно написать, что

$$I\Delta t = k \sum_i \Delta v_i, \tag{8.20}$$

где k — коэффициент пропорциональности; I — ток импульса.

Вполне понятно, что импульс от протонов и ядер отдачи гораздо больше, чем от электронов, поэтому можно легко произвести дискриминацию электронных импульсов. Оставшиеся импульсы будут соответствовать поглощенным нейтронам, а их суммарная амплитуда пропорциональна поглощенной дозе нейтронов. Дозу от γ-излучения можно определить из разности результатов измерений без дискриминации и с дискриминацией.

Указанный метод при определении дозы γ- и нейтронного излучений может дать погрешность до 30 %. Эта погрешность обусловливается тем, что протоны и ядра отдачи пересекают объем камеры в различных направлениях, поэтому часть их энергии может быть не полностью использована на ионизацию (когда пробег не укладывается в полости камеры) и поглотится стенками камеры. Следовательно, та часть протонов и ядер отдачи, которая теряет энергию, меньшую уровня дискриминации, зарегистрирована не будет. Кроме того, при одновременном пересечении объема камеры несколькими электронами возникает только один импульс, который будет выше порога срабатывания схемы, и поэтому появится ложный импульс.

Разделение нейтронного и γ-излучений можно производить с помощью слоистого сцинтилляционного детектора. Слоистый сцинтиллятор выполнен следующим образом. Светопроницаемые слои, изготовленные из полистирола с добавлениями 2 %-ного *п*-терфенила и 0,2 %-ного α-PNO, разделены между собой светонепроницаемой бумагой. Слои делятся на четные и нечетные. Световые вспышки, вызванные излучением от всех четных слоев (при экранировке алюминиевой фольгой нечетных), направляются через плексигласовые световоды на один ФЭУ, а от всех нечетных (при экранировке четных) — на другой ФЭУ.

При поступлении нейтронов и γ-излучения в слоистом детекторе образуются протоны отдачи и электроны, имеющие разные длины пробегов. Толщину слоя сцинтиллятора выбирают меньше длины пробега электрона, но больше длины пробега протона отдачи (при определенных значениях энергии электрона E_e и протона E_p). Следовательно, пробеги электронов будут укладываться в пределах двух соседних слоев (четном и нечетном), и в обоих ФЭУ одновременно возникают импульсы. Пробеги же протонов отдачи будут укладываться в пределах какого-либо одного слоя (четного или нечетного).

Электронная схема антисовпадений отбрасывает совпадающие и пропускает одиночные импульсы, возникающие в одном из двух ФЭУ. Это позволяет отделить протоны отдачи от электронов, а следовательно, зарегистрировать один нейтроны

Недостаток слоистого сцинтиллятора — сложность подбора толщины слоя в зависимости от энергии γ- и нейтронного излучений.

Если нейтронное излучение сопровождается интенсивным γ-излучением, применяют дифференциальный метод регистрации. Часть пленки, предназначенную для регистрации γ-излучения, закрывают слоем латуни (для уменьшения влияния хода с жесткостью),

другую часть, предназначенную для регистрации тепловых нейтронов, закрывают слоем кадмия такой же толщины. γ-Излучение практически одинаково действует на фотопленку обеих частей, а тепловые нейтроны, поглощаясь кадмиевым фильтром, способствуют образованию захватного γ-излучения, которое и вызывает дополнительное почернение эмульсии на участке пленки, экранированном кадмием.

Для некоторых органических сцинтилляторов эффективное время высвечивания сцинтилляций для нейтронов больше, чем для γ-излучения, примерно вдвое. Наблюдается также различие в интенсивности высвечивания и в форме импульса. На этой основе создано несколько способов разделения импульсов от быстрых нейтронов и γ-излучения.

Глава 9
ДОПУСТИМЫЕ УРОВНИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Основным нормативным документом, регламентирующим уровни воздействия ионизирующих излучений в СССР, является «Нормы радиационной безопасности НРБ—76». Требования по обеспечению радиационной безопасности регламентируются «Основными санитарными правилами работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений ОСП—72/80».

В этих документах дана система дозовых пределов, принципы их применения, а также классификация видов работ с использованием радиоактивных веществ, определяющих требования по обеспечению радиационной безопасности.

Ввод в действие мощных АЭС ставит задачи по обеспечению радиационной безопасности не только персонала АЭС, но и населения, проживающего в районе их нахождения, а также по охране окружающей среды от загрязнения радиоактивными отходами и от сбросов избыточного тепла. «Санитарные правила проектирования и эксплуатации АЭС СП АЭС—79» — основной документ, обеспечивающий решение перечисленных вопросов. В нем отражены достижения научных исследований советских и зарубежных специалистов по проектированию и эксплуатации АЭС, расчету биологической защиты ядерного реактора и других источников ионизирующего излучения на АЭС, выбору эффективных защитных материалов, учету накопленного опыта оценки допустимых выбросов радиоактивных аэрозолей и газов во внешнюю среду и анализу общей радиационной обстановки на АЭС и в окружающей ее среде.

В 1931 г. Консультативным комитетом по защите от рентгеновского излучения и γ-излучения радия была рекомендована предельно допустимая доза (ПДД) 0,2 Р в день. В 1936 г. была принята предельно допустимая доза рентгеновского или γ-излучения 0,1 Р в день. В 1950 г. на Международном конгрессе радиологов

предельно допустимую дозу уменьшили до 0,05 Р в день (при энергии γ-излучения не более 3 МэВ).

С 1959 г. установлена ПДД для всех видов излучения до 10 мЗв (0,1 бэр) за неделю для лиц, работающих с радиоактивными веществами.

Это значение превышает в 10—100 раз естественный фон ионизирующего излучения, создаваемый космическим излучением, излучениями почвы и воздуха, а также радиоактивными веществами, содержащимися в строительных материалах, в воде, в продуктах питания и организме человека.

Естественный фон облучения человека обусловлен внешним и внутренним облучением. Внешнее облучение — воздействие на организм ионизирующих излучений от внешних источников излучения. Внутреннее облучение вследствие воздействия на организм ионизирующих излучений радионуклидов, находящихся внутри организма. Уровни поглощенных доз фонового облучения человека от естественных и искусственных источников излучения даны в табл. П.38. Дозы фонового естественного и искусственного облучения в США — в табл. П.39.

9.1. ДОЗОВЫЕ ПРЕДЕЛЫ ОБЛУЧЕНИЯ. ДОПУСТИМЫЕ И КОНТРОЛЬНЫЕ УРОВНИ

НРБ—76 устанавливают следующие *категории облучаемых лиц* (табл. 9.1). *Категория А* — персонал (профессиональные работни-

Таблица 9.1. **Основные дозовые пределы для различных групп критических органов**

Группы критических органов	ПДД для категории А		ПД для категории Б		ПД для категории Б в районе расположения АЭС	
	мЗв/год	бэр/год	мЗв/год	бэр/год	мЗв/год	бэр/год
I	50	5	5	0,5	0,25	0,025
II	150	15	15	1,5	0,75	0,075
III	300	30	30	3,0	1,5	0,15

Примечание. Рассмотренные дозовые пределы не учитывают дозу, обусловленную естественным фоном облучения и получаемую пациентом при медицинском обследовании и лечении.

ки) — лица, которые постоянно или временно работают непосредственно с источниками ионизирующих излучений. *Категория Б* — ограниченная часть населения — лица, которые не работают непосредственно с источниками излучения, но по условиям проживания или размещения рабочих мест могут подвергаться воздействию радиоактивных и других источников излучения, применяемых

в учреждениях и (или) удаляемых во внешнюю среду с отходами. *Категория В* — население области, края, республики, страны.

Различные органы и ткани тела человека обладают разной радиочувствительностью.

Критический орган (при облучении) — орган или ткань, часть тела или все тело, облучение которых в данных условиях причиняет наибольший ущерб здоровью данного лица или его потомства.

Критические органы разделяют на три группы в порядке убывания их радиочувствительности (табл. 9.1).

I группа: все тело, гонады и красный костный мозг;

II группа: мышцы, щитовидная железа, жировая ткань, печень, почки, селезенка, желудочно-кишечный тракт, легкие и хрусталик глаза и другие органы, за исключением тех, которые относятся к I и III группам;

III группа: кожный покров, костная ткань, кисти, предплечья, лодыжки и стопы.

Для каждой категории облучаемых лиц устанавливаются три класса нормативов: основные дозовые пределы, допустимые уровни и контрольные уровни.

Предельно допустимая доза (ПДД) — наибольшее допустимое значение индивидуальной эквивалентной дозы во всем теле или в отдельных органах, получаемой за год вследствие профессионального облучения (исключая аварийное), не вызывающей при равномерном воздействии в течение 50 лет никаких обнаруживаемых современными методами неблагоприятных изменений в состоянии здоровья персонала; ПДД является основным дозовым пределом для лиц категории А.

Предел дозы (ПД) — предельная эквивалентная доза за год для ограниченной части населения; предел дозы устанавливается меньше ПДД для предотвращения необоснованного облучения этого контингента людей; предел дозы контролируется по усредненной для критической группы дозе внешнего излучения и уровню радиоактивных выбросов и радиоактивного загрязнения объектов внешней среды; ПД является основным дозовым пределом для лиц категории Б.

Основные дозовые пределы для различных групп критических органов приведены в табл. 9.1.

Для защиты населения и охраны внешней среды в районе расположения АЭС устанавливается в СП АЭС—79 дозовая квота от радиоактивных отходов АЭС [газоаэрозольные выбросы, жидкие сбросы (см. табл. 12.1)], которая составляет лишь 5 % ПД категории Б (табл. 9.1).

Важным аргументом для введения этого ограничения является опыт эксплуатации отечественных и зарубежных АЭС, который показал, что фактические дозы облучения в десятки раз меньше установленных нормативов.

Суммарная эквивалентная доза H, мЗв, накопленная в крити-

ческом органе за время t, лет, с начала профессиональной работы, не должна превышать значения

$$H = 50t. \qquad (9.1)$$

Суммарная эквивалентная доза, накопленная к 30 годам, во всех случаях не должна превышать 12 ПДД, т. е. 600 мЗв.

Для категории А (за исключением женщин репродуктивного возраста до 40 лет) распределение дозы внешнего облучения в течение года не регламентируется.

По условиям внешнего и внутреннего облучения персонал по индивидуальной эквивалентной дозе подразделяется на две группы. Если эквивалентная доза превышает 0,3 годовых ПДД, для этой категории лиц обязательно должен проводиться индивидуальный дозиметрический контроль. В противоположном случае индивидуальный дозиметрический контроль не является обязательным, но сохраняется контроль мощности эквивалентной дозы внешнего ионизирующего излучения и концентрации радионуклидов в воздухе рабочих помещений.

Контроль эквивалентной дозы излучения и поступления радионуклидов в организм человека для категорий А и Б осуществляются приборами по месту работы. Регламентация и контроль за облучением категории В относятся к компетенции Министерства здравоохранения.

Допустимые уровни — рассчитанные из значений основных дозовых пределов ПДД и ПД нормативные значения предельно допустимого годового поступления радиоактивных веществ в организм ПДП для категории А и предела годового поступления ПГП для категории Б, допустимого содержания радиоактивных веществ в организме (критическом органе) $ДС_А$ для категории А и $ДС_Б$ для категории Б, допустимой концентрации радионуклидов в воздухе $ДК_А$ для категории А и в воде и в воздухе $ДК_Б$ для категории Б, допустимой мощности дозы $ДМД_А$ для категории А и $ДМД_Б$ для категории Б, допустимого загрязнения поверхностей $ДЗ_А$ для категории А, численные значения допустимых уровней для отдельных радионуклидов приведены в табл. П.25.

Предельно допустимое годовое поступление радиоактивного вещества (ПДП) — такое поступление радиоактивного вещества в организм лиц категории А в течение года, которое за 50 лет создает в критическом органе (тела) эквивалентную дозу, равную ПДД. При ежегодном поступлении на уровне ПДП эквивалентная доза за любой год будет равна или меньше ПДД (в зависимости от времени достижения равновесного содержания радиоактивного вещества в организме) (см. табл. П 25, П 26).

Предел годового поступления (ПГП) — такое поступление радиоактивных веществ в организм лиц категории Б в течение года, которое за 70 лет создает в критическом органе эквивалентную дозу, равную 1 ПД (см. табл. П.25А, П.26, П.27).

Допустимое содержание (ДС) — такое среднегодовое содержание радиоактивных веществ в критическом органе (организме),

при котором эквивалентная доза равна ППД для категории А и ПД для категории Б (см. табл. П.25).

Допустимая концентрация (ДК) — отношение ПДП (или ПГП) радиоактивных веществ к объему V потребленной воды, воздуха, пищи и т. п., с которым они поступают в организм человека в течение года. Для категории А объем воздуха принимается равным $2{,}5 \cdot 10^6$ л/год, для категории Б — V воздуха — $7{,}3 \cdot 10^6$ л/год, V воды — 800 л/год (см. табл. П.25, П.26 и П.27).

Допустимая плотность потока частиц (фотонов) (ДПП) — такая плотность потока, при которой создается допустимая мощность дозы ДМД. ДПП частиц (фотонов) (табл. 9.3, 9.4, 9.5).

Допустимая мощность дозы (ДМД) — отношение ПДД (или ПД) за год ко времени облучения T в течение года.

Для категории А время облучения T принимается равным 1700 ч $= 1 \cdot 10^5$ мин $= 6{,}1 \cdot 10^6$ с (в СССР для большей части персонала устанавливается 36-часовая рабочая неделя и 4—6-недельный отпуск).

Для категорий Б и В время облучения T принимается равным $T = 8800$ ч $= 5{,}3 \cdot 10^5$ мин $= 3{,}2 \cdot 10^7$ с.

При установлении контрольных уровней могут использоваться и другие расчетные значения T в зависимости от условий облучения и фактической продолжительности облучения.

Радиоактивное загрязнение наружных поверхностей рабочих помещений, оборудования, инструментов, кожных покровов и средств индивидуальной защиты допускается не выше значений допустимых загрязнений поверхностей ДЗ$_\text{А}$ для категории А, указанных в табл. П.36.

Минимально значимая активность (МЗА) — наибольшая активность открытого источника на рабочем месте, не требующая регистрации или получения разрешения органов Государственного санитарного надзора.

Контрольные уровни — значения годового поступления радионуклида в организм, содержания радионуклида в организме, мощности дозы, плотности потока, концентрации радионуклида в воздухе (а для категории Б и в воде), загрязнения поверхности, устанавливаемые для ограничения облучения персонала и населения отдельно от категорий А и Б. Контрольные уровни для категории А устанавливаются администрацией учреждения при обязательном согласовании с органами Государственного санитарного надзора. Контрольные уровни для категории Б — органами Государственного санитарного надзора по представлению администрации учреждения.

При установлении контрольных уровней исходят из необходимости сохранить достигнутый уровень радиационного воздействия в данном учреждении ниже допустимого уровня, неравномерности радиационного воздействия во времени, например, при периодических работах, нестационарном режиме работы и т. п. При обслуживании постоянно работающего оборудования контрольный уровень устанавливается, как правило, ниже соответствующего до-

пустимого уровня и лишь в отдельных случаях при нестационарных условиях работы, эпизодических работах контрольный уровень может быть выше допустимого уровня при обязательном согласовании его с органами Государственного санитарного надзора. Превышение контрольного уровня над допустимым должно быть скомпенсировано более низким значением радиационного фактора в остальное время года, так чтобы его среднее значение за год не превышало соответствующего допустимого уровня. Во всех случаях контрольный уровень рекомендуется устанавливать настолько низким, насколько это практически возможно. Контрольные уровни численно не регламентируются нормами НРБ—76.

При проектировании защиты от внешнего ионизирующего излучения необходимо учитывать коэффициент запаса по мощности эквивалентной дозы, равный двум. Это связано с возможными неточностями в исходных данных при проектировании защиты, с перспективным увеличением мощности радиоактивных источников излучения, с сорбцией радиоактивных веществ конструкционными материалами и др.

Защита от внешнего ионизирующего излучения должна проектироваться с учетом назначения помещений и в зависимости от категории облучаемых лиц и длительности облучения. Для стандартной продолжительности работы (36—41-часовая рабочая неделя) значения проектной мощности эквивалентной дозы приведены в табл. П.28.

При проектировании учреждений, предназначенных для работы с открытыми источниками, дополнительно к мероприятиям по защите от внешнего излучения необходимо предусмотреть меры по защите персонала и населения от внутреннего облучения и охране окружающей среды от радиоактивных загрязнений, при этом суммарная эквивалентная доза от внешних и внутренних источников излучения не должна превышать допустимого уровня, установленного НРБ—76.

При правильном обращении с источниками ионизирующих излучений вредное их воздействие можно свести к минимуму. Наоборот, пренебрежение правилами радиационной безопасности приводит к тяжелым последствиям для здоровья как самого работающего, так и окружающих его людей. Степень радиационной опасности при работе с радионуклидами определяется следующими факторами: герметичностью источника (открытый или закрытый); энергией ионизирующего излучения, активностью и периодом полураспада радионуклида, радиотоксичностью и др. Из открытых источников радиоактивные вещества могут попадать на поверхность предметов и в воздух в виде аэрозолей. Следует помнить, что ликвидировать загрязнение радиоактивным веществом всегда труднее, чем предупредить эту опасность. Поэтому при работе с источником необходимо соблюдать особую осторожность и выполнять все требования, предусмотренные ОСП—72/80 и другими инструкциями по РБ.

При использовании закрытых источников должны быть пред-

усмотрены следующие мероприятия: по возможности располагать источник на максимальном расстоянии от персонала и ограничивать длительность пребывания его вблизи источника; при использовании пучка излучения следует направлять его в сторону, где отсутствует персонал; при превышении эквивалентной мощности дозы выше предельно допустимого уровня обязательно использовать защитные экраны.

Мощность эквивалентной дозы излучения, измеренной на расстоянии 0,1 м от поверхности источника, не должна превышать 1 мкЗв/ч. На вновь разрабатываемых переносных, передвижных и стационарных дефектоскопических и других аппаратах она не должна превышать 3 мкЗв/ч на расстоянии 1 м от поверхности аппарата с источником, а на радиоизотопных приборах не должна превышать 3 мкЗв/ч на расстоянии 1 м от поверхности блока прибора с источником и 0,1 мЗв/ч вплотную к поверхности блока с источником.

При работе с закрытыми γ-источниками активностью более 200 мг-экв Ra необходимо применять устройства с дистанционным управлением.

Радиоактивные вещества, применяемые в открытом виде, как потенциальные источники внутреннего облучения по степени радиационной опасности разделяются на четыре группы с индексами А, Б, В, Г (см. таблицы НРБ—76).

Работы с открытыми источниками ионизирующих излучений разделяются на три класса, которые определяют требования к размещению и оборудованию помещений (табл. 9.2).

Таблица 9.2. Активность открытых источников ионизирующих излучений различной токсичности, $3{,}7 \cdot 10^4$ Бк (мкКи), по классам работ

Группа радиотоксичности	Минимально-значимая активность (МЗА)	Класс работ		
		I	II	III
А	10^{-1}	$>10^4$	$10—10^4$	$10^{-1}—10$
Б	10^0	$>10^5$	$10^2—10^5$	$10^0—10^2$
В	10^0	$>10^6$	$10^3—10^6$	$10—10^3$
Г	10^2	$>10^7$	$10^4—10^7$	$10^2—10^4$

Примечания: 1. При простых операциях с жидкостями (без упаривания, перегонки, барботажа и т. п.) допускается увеличение активности на рабочем месте в 10 раз.

2. При простых операциях по получению (элюированию) и расфасовке порций короткоживущих радионуклидов медицинского назначения из генераторов, имеющих нормативно-техническую и эксплуатационную документацию согласно п. 5.5 настоящих Правил, допускается увеличение активности на рабочем месте в 20 раз. Класс работ определяется по максимальной одновременно вымываемой (элюируемой) активности дочернего радионуклида.

3. При хранении открытых источников допускается увеличение активности в 100 раз.

К размещению лабораторий, где проводятся работы класса III, специальные требования не предъявляются. Работы этого класса проводят в отдельных помещениях (комнатах). Рекоменду-

ется устройство душевой и выделение помещения для хранения и фасовки растворов.

Работы III класса, связанные с возможностью радиоактивного загрязнения воздуха (операции с порошком, упаривание растворов, работы с эманирующими и летучими веществами и др.), должны проводиться в вытяжных шкафах. Столешницы, металлические и другие конструкции шкафов и рабочих столов следует покрывать слабосорбирующими материалами.

Помещения для работы II класса должны размещаться в отдельной части здания изолированно от других помещений. В составе этих помещений должны быть санитарный пропускник, шлюз или душевая и пункт радиационного контроля на выходе.

Помещения для работ I класса должны размещаться в отдельном здании или изолированной части здания с отдельным входом только через санитарный пропускник и разделяться на три зоны:

I зона — камеры, боксы и другие герметичные устройства, необслуживаемые помещения, где размещаются технологическое оборудование, коммуникации, являющиеся основными источниками радиоактивного загрязнения;

II зона — периодически обслуживаемые ремонтно-транспортные помещения для проведения ремонта оборудования и других работ, связанных с вскрытием технологического оборудования; узлы загрузки и выгрузки радиоактивных материалов, временного хранения и удаления отходов;

III зона — помещения, предназначенные для постоянного пребывания персонала, операторские, пульты управления и др.

Чтобы исключить возможность выноса загрязнений из помещений зоны II в помещения зоны III, между зонами оборудуют санитарный шлюз.

В тех случаях, когда в учреждении ведутся работы по всем трем классам, помещения должны быть разделены в соответствии с классом проводимых в них работ.

Помещения для работ класса II должны быть оборудованы вытяжными шкафами или боксами, для работ класса I — боксами, камерами или другим герметичным защитным оборудованием.

В помещениях для работ I и II классов управление общими системами отопления, газоснабжения, сжатого воздуха, водопровода и групповые электрические щитки должны быть вынесены из основных рабочих помещений.

При работе с открытыми радиоактивными веществами должны быть предусмотрены меры защиты от внешнего облучения и попадания радиоактивных веществ внутрь организма. Количество радионуклидов на рабочих местах должно быть минимальным. Допустимое загрязнение поверхностей рабочих помещений, наружных поверхностей оборудования и индивидуальных средств защиты, а также кожных покровов приведено в табл. П.36.

9.2. ДОПУСТИМЫЕ ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

9.2.1. Допустимая плотность потока γ-излучения

Недельная предельно допустимая эквивалентная доза любого вида ионизирующего излучения для профессиональных работников (категория А) $H_{\text{пдд}_\text{А}} = 1$ мЗв (0,1 бэр) соответствует допустимой эквивалентной мощности дозы $\dot{H}_{\text{дмд}_\text{А}}$ в сутки за t часов при 6-дневной рабочей неделе

$$\dot{H}_{\text{дмд}_\text{А}} = \frac{1 \cdot 10^6}{6t \cdot 3600} = \frac{4{,}63 \cdot 10^{-2}}{t} \text{ мкЗв/с} = \frac{16{,}7 \cdot 10^{-2}}{t} \text{ мЗв/ч}$$
$$\left(\dot{H}_{\text{дмд}_\text{А}} = \frac{0{,}1 \cdot 10^6}{6t \cdot 3600} = \frac{4{,}63}{t} \text{ мкбэр/с} = \frac{16{,}7}{t} \text{ мбэр/ч}\right). \quad (9.2)$$

Для 6-часового рабочего дня допустимая мощность эквивалентной дозы будет равна

$$\left.\begin{aligned} &\dot{H}_{\text{дмд}_\text{А}} = 0{,}772 \cdot 10^{-2} \text{ мкЗв/с} = 2{,}8 \cdot 10^{-2} \text{ мЗв/ч} \\ &\left(\dot{H}_{\text{дмд}_\text{А}} = 0{,}772 \text{ мкбэр/с} = 2{,}8 \text{ мбэр/ч}\right). \end{aligned}\right\} \quad (9.3)$$

При работе с γ-источниками часто приходится рассчитывать допустимую плотность потока $\varphi_{\gamma\text{дпп}_\text{А}}$ фотонов. Для этого применяют формулу, выражающую зависимость плотности потока φ_γ от энергии E_γ и эквивалентной дозы H_γ, которая должна быть меньше предельно допустимого значения (в Зв), т. е.

$$H_\gamma = \varphi_w (\mu_{\text{en}})_m t \text{к} = \varphi_{\gamma\text{дпп}_\text{А}} E_\gamma (\mu_{\text{en}})_m t \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-13} \text{к} \leqslant 5 \cdot 10^{-2}, \quad (9.4)$$

где $\varphi_w = \varphi_{\gamma\text{дпп}_\text{А}}$ E_γ — интенсивность γ-излучения, МэВ/(м²·с); $\varphi_{\gamma\text{дпп}_\text{А}}$ — ДПП$_А$ фотонов, фотон/(м²·с); E_γ — энергия фотонов, МэВ; $(\mu_{\text{en}})_m$ — массовый коэффициент поглощения энергии фотонов в биологической ткани, м²/кг; $1{,}6 \cdot 10^{-13}$ — энергетический эквивалент 1 МэВ, Дж/МэВ; к — коэффициент качества (для фотонов к = 1); t — продолжительность профессиональной работы за календарный год ($t = 2000$ ч).

Из выражения (9.4) при условии $\varphi_\gamma \leqslant \varphi_{\gamma\text{дпп}_\text{А}}$ определяют

$$\varphi_{\gamma\text{дпп}_\text{А}} = \frac{5 \cdot 10^{-2}}{1{,}6 \cdot 10^{-13} E_\gamma (\mu_{\text{en}})_m t} = \frac{5 \cdot 10^{-2}}{1{,}6 \cdot 10^{-13} E_\gamma (\mu_{\text{en}})_m \cdot 2000 \cdot 3600} =$$
$$= \frac{43{,}4 \cdot 10^3}{E_\gamma (\mu_{\text{en}})_m}. \quad (9.5)$$

Допустимую плотность потока $\varphi_{\gamma\text{дпп}_\text{А}}$ фотонов [фотон/(м²·с)], соответствующую предельно допустимой эквивалентной дозе $H_{\gamma\text{пдд}} = 5 \cdot 10^{-2}$ Зв, можно определить не только по формуле (9.5),

но и через удельную эквивалентную дозу d, Зв·м²/част., при флюенсе Ф, част./м²; $H_{\gamma\text{ПДД}_\text{А}}/\Phi$ по формуле

$$\Phi_{\gamma\text{ДПП}_\text{А}} = \frac{H_{\gamma\text{ДМД}_\text{А}}}{d} = \frac{H_{\gamma\text{ПДД}_\text{А}}}{3600td} = \frac{5\cdot10^{-2}}{3600\cdot2000d} = \frac{0{,}69\cdot10^{-8}}{d}, \qquad (9.6)$$

где $H_{\gamma\text{ПДД}_\text{А}} = 5\cdot10^{-2}$ Зв — предельно допустимая эквивалентная доза за год. Значения $\Phi_{\gamma\text{ДПП}_\text{А}}$, найденные по формуле (9.6), приведены в табл. 9.3.

Таблица 9.3. **Дозовые характеристики моноэнергетического γ-излучения**

Энергия фотонов E_γ, Мэв	Удельная d, Зв м²/фотон	Флюенс Ф, фотон/м², создающий ПДД$_\text{А}$=5·10⁻² Зв	Φ_γ ДПП$_\text{А}$, фотон/(м² с)	Коэффициент изотропности J
$2\cdot10^{-2}$	$1{,}8\cdot10^{-16}$	$3{,}1\cdot10^{14}$	$43\cdot10^{6}$	2
$3\cdot10^{-2}$	$7{,}2\cdot10^{-17}$	$6{,}9\cdot10^{14}$	$96\cdot10^{6}$	2
$5\cdot10^{-2}$	$3{,}1\cdot10^{-17}$	$1{,}6\cdot10^{15}$	$22\ 10^{7}$	2
$1\cdot10^{-1}$	$3{,}9\cdot10^{-17}$	$1{,}3\cdot10^{15}$	$18\cdot10^{7}$	1,8
$2\cdot10^{-1}$	$9{,}8\cdot10^{-17}$	$5{,}1\cdot10^{14}$	$71\cdot10^{6}$	1,7
$5\cdot10^{-1}$	$2{,}5\cdot10^{-16}$	$2{,}0\cdot10^{14}$	$28\cdot10^{6}$	1,6
1	$4{,}8\cdot10^{-16}$	$1{,}0\cdot10^{14}$	$14\cdot10^{6}$	1,4
2	$8{,}3\cdot10^{-16}$	$6{,}0\cdot10^{13}$	$83\cdot10^{5}$	1,3
5	$1{,}6\cdot10^{-15}$	$3{,}1\cdot10^{13}$	$43\ 10^{5}$	1,2
10	$2{,}9\cdot10^{-15}$	$1{,}8\cdot10^{13}$	$24\cdot10^{5}$	1,2
20	$4{,}3\cdot10^{-15}$	$1{,}2\cdot10^{13}$	$16\cdot10^{5}$	1,2

Коэффициент изотропности J определяется отношением $H_{\gamma\text{ПДД}_\text{А}}$ при нормальном падении ионизирующего излучения на тело человека к значению $H'_{\gamma\text{ДПП}_\text{А}}$ при угловом распределении этого излучения в реальных условиях. Если угловое распределение излучения неизвестно или направлено нормально на грудь человека, то $J=1$. При равномерном облучении человека со всех сторон следует уменьшить значение d в J раз, а Ф и $\Phi_{\gamma\text{ДПП}_\text{А}}$ увеличить в J раз.

Пример 1. Определить ДПП$_\text{А}$ γ-излучения от точечного изотропного источника ^{89}Sr, имеющего энергию фотонов $E_\gamma = 1{,}0$ МэВ, по формуле (9.5) и табл. 9.3

Решение. По формуле (9.5)

$$\Phi_{\gamma\text{ДПП}_\text{А}} = \frac{43{,}4\cdot10^{3}}{E_\gamma\,(\mu_{\text{en}})_m} = \frac{43{,}4\cdot10^{3}}{1\cdot0{,}0031} \approx 14\cdot10^{6}\ \text{фотон/(м}^2\cdot\text{с)};$$

$(\mu_{\text{en}})_m$ определяем по табл. П 13, $(\mu_{\text{en}})_m = 0{,}00310$ м²/кг. По табл. 9.3 при $E_\gamma = 1$ МэВ $\Phi_{\gamma\text{ДПП}_\text{А}} = 14\cdot10^{6}$ фотон/(м²·г)

9.2.2. Соотношение между гамма-эквивалентом, расстоянием от источника до детектора и временем работы с источником

Определим предельно допустимые условия работы обслуживающего персонала с точечным изотропным источником γ-излучения без защиты. Во внесистемных единицах используем соотношение между дозой X, Р, гамма-эквивалентом M, мг-экв Ra, расстоянием от источника до детектора r, м, и длительностью облучения t, ч:

$$X = 8{,}4Mt/r^2 \leqslant 0{,}0167,$$

откуда

$$Mt/r^2 \leqslant 20. \qquad (9.7)$$

В системе СИ используем соотношение между мощностью эквивалентной дозы $\dot{H}$, Зв/с, гамма-постоянной Γ_{Cu}, аГр·м²/(с·Бк), активностью источника $\mathcal{A}$, Бк, и расстоянием от источника до детектора r, м:

$$\dot{H} = 1{,}09\dot{D} = \Gamma_{Cu}\mathcal{A}t/r^2 \leqslant 16{,}7\cdot10^{-5}\ \text{Зв/с}$$

или

$$\frac{\Gamma_{Cu}\mathcal{A}t}{r^2} \leqslant 15{,}32\cdot10^{-5}\ \text{Зв}. \qquad (9.8)$$

Пример 2. Определить расстояние r от точечного изотропного источника ^{60}Co, при котором работать без защиты в течение $t=6$ ч с гамма-эквивалентом $M=3{,}3$ мг-экв Ra.

$\Gamma^{60Co} = 12{,}9$ Р·см²/(ч·мКи), $\Gamma^{60Co}_{Cu} = 84{,}63$ аГр·м²/(с·Бк)

Решение. а) Во внесистемных единицах по формуле (9.7) определяем r:

$$r = \sqrt{Mt/20} = \sqrt{3{,}3\cdot6/20} \approx 1\ \text{м}.$$

б) В единицах СИ определим активность источника $\mathcal{A}$, в Бк. По формуле (4.32) определяем $\mathcal{A}$

$$\mathcal{A} = \frac{8{,}4M}{\Gamma^{60Co}} = \frac{8{,}4\cdot3{,}3}{12{,}9} = 2{,}15\ \text{мКи} = 8\cdot10^7\ \text{Бк}.$$

По формуле (9.8) определяем

$$r = \sqrt{\frac{84{,}63\cdot8\cdot10^7\cdot10^{-18}\cdot6\cdot3600}{15{,}32\cdot10^{-5}}} \approx 1\ \text{м}.$$

9.2.3. Допустимая плотность потока заряженных частиц

Заряженные частицы — электроны, позитроны, протоны, α-частицы, тяжелые ионы и др. при прохождении через среду передают ей свою энергию вследствие возбуждения атомов, ионизации, радиационных потерь и ядерных превращений.

Чтобы определить соотношение между плотностью потока моноэнергетических электронов, падающих нормально на биологиче-

скую ткань, и эквивалентной дозой H, Зв, необходимо учесть ионизационные потери, усредненные по всему спектру:

$$H = \left(-\frac{d\bar{E}_{\beta^-}}{dx}\right) \frac{\varphi_{\beta^-\text{ДПП}_A} \cdot t \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-13}}{\text{к}} \leqslant 5 \cdot 10^{-2}, \qquad (9.9\text{а})$$

где $(-d\bar{E}_{\beta^-}/dx)$ — ионизационные потери β^--частиц в биологической ткани, МэВ/м; $\varphi_{\beta^-\text{ДПП}_A}$ — допустимая плотность потока β^--частиц, част./(м^2·с); $1{,}6 \cdot 10^{-13}$ — энергетический эквивалент 1 МэВ, Дж/МэВ; к — коэффициент качества (для β^--частиц к = 1).

Из выражения (9.9а) определяем $\varphi_{\beta^-\text{ДПП}_A}$, част./(м^2·с):

$$\varphi_{\beta^-\text{ДПП}_A} = \frac{5 \cdot 10^{-2}\,\text{к}}{\left(d\bar{E}_{\beta^-}/dx\right) \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-13} t} = \frac{5 \cdot 10^{-2} \cdot 1}{\left(d\bar{E}_{\beta^-}/dx\right) \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-13} \cdot 2000 \cdot 3600} =$$

$$= \frac{43{,}4}{\left(d\bar{E}_{\beta^-}/dx\right)}. \qquad (9.9\text{б})$$

Допустимую плотность потока β^--частиц $\varphi_{\beta^-\text{ДПП}_A}$, соответствующую допустимой эквивалентной дозе $H_{\text{ПДД}_A} = 5 \cdot 10^{-2}$ Зв, можно определить по табл. 9.4 или по формуле (9.9б), dE_{β^-}/dx в которой определяется по табл. 9.4. Из таблицы видно, что $\varphi_{\beta^-\text{ДПП}_A}$ мало изменяется в интервале энергий от 1 до 20 МэВ. Поэтому можно принять за ДПП_A β^--частиц значения

$$\varphi_{\beta^-\text{ДПП}_A} = 20 \cdot 10^4 \beta^-\text{-част./(м}^2\text{·с)}, \qquad (9.10)$$

а для $t_ч$ в день при 6-дневной рабочей неделе

$$\varphi_{\beta^-\text{ДПП}_A} = (120 \cdot 10^4/t)\beta^-\text{-част./(м}^2\text{·с)}. \qquad (9.11)$$

Таблица 9.4. Дозовые характеристики моноэнергетических электронов

Энергия электронов E_β, МэВ	Удельная d, 10^{-14} Зв·м^2/част	Флюенс Φ, 10^{12} част/м^2, создающий $H_{\text{ПДД}_A} = 5 \cdot 10^{-2}$ Зв	$\varphi_{\beta^-\text{ДПП}_A}$, 10^4 част./(м^2·с)	$(d\bar{E}_{\beta^-}/dx)$, 10^{-4} МэВ/м	Коэффициент изотропности J
$1 \cdot 10^{-1}$	0,16	0,3	5	8,68	5
$2 \cdot 10^{-1}$	0,87	0,58	6	7,23	2
$3 \cdot 10^{-1}$	6,3	0,8	11	3,95	5,5
$5 \cdot 10^{-1}$	4,6	1,1	15	2,89	1,2
$8 \cdot 10^{-1}$	3,9	1,23	20	2,11	1,0
1,0	3,7	1,37	18	2,41	1,0
2,0	3,3	1,53	21	2,07	0,9
3,0	3,2	1,58	22	1,97	0,8
20,0	3,4	1,48	21	2,07	—

9.2.4. Допустимая плотность потока тепловых нейтронов

При действии тепловых нейтронов на биологическую ткань человека эквивалентная доза образуется в результате действия γ-излучения и протонов, образующихся при захвате тепловых нейтронов ядрами водорода [$H^1(n, \gamma)H^2$, $E_\gamma = 2{,}18$ МэВ] и азота [$N^{14}(n, p)C^{14}$, $E_p = 0{,}6$ МэВ] соответственно. Кроме основных реакций, протекают реакции на других элементах, содержащихся в ткани, которые вносят небольшой вклад в поглощенную дозу.

Мощность эквивалентной дозы в результате реакций $^1H(n, \gamma)^2H$ и $^{14}_7N(n, p)^{14}_6C$ определяется по уравнениям

$$\dot{H}(H) = \varphi_n n_H \sigma_H \bar{E}_\gamma (\mu_{en})_m 1{,}6 \cdot 10^{-6} L [(1 + \mu L)/\mu L]/2 \cdot 100; \quad (9.12)$$

$$\dot{H}(N) = \varphi_n n_N \sigma_N E_p к \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-6}/100\rho, \quad (9.13)$$

где φ_n — плотность потока тепловых нейтронов, нейтр./(м²·с); n_H, n_N — число атомов водорода и азота в 1 м³ ткани; σ_H, σ_N — микроскопическое эффективное сечение захвата тепловых нейтронов ядрами водорода и азота, м²; E_γ, E_p — энергия фотонов и протонов, МэВ; $(\mu_{en})_m$ — массовый коэффициент поглощения энергии фотонов в биологической ткани, м²/г; μ — линейный коэффициент ослабления фотонов в биологической ткани, см⁻¹; L — длина диффузии, см; к — коэффициент качества; ρ — плотность ткани, кг/м³; $1{,}6 \cdot 10^{-13}$ — энергетический эквивалент МэВ, Дж/МэВ.

Подставляя в уравнения (9.12) и (9.13) значения параметров

$$n_H = 6{,}15 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}; \quad \sigma_H = 0{,}33 \cdot 10^{-24} \text{ см}; \quad L = 2{,}8 \text{ см};$$

$$\mu = 0{,}046 \text{ см}^{-1}; \quad (\mu_{en})_m = 0{,}03 \text{ см}^2/\text{г}; \quad n_N = 1{,}5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3};$$

$$\sigma_N = 1{,}75 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \quad к = 12; \quad \rho = 1 \text{ г/см}^3,$$

получаем

$$\dot{H}(H) = 5{,}38 \cdot 10^{-11} \varphi_n \text{ сЗв/с}; \quad (9.14)$$

$$\dot{H}(N) = 3{,}02 \cdot 10^{-10} \varphi_n \text{ сЗв/с}. \quad (9.15)$$

В выражении (9.14) $\dot{H}(H)$ необходимо увеличить в 1,3 раза с учетом рассеяния фотонов в ткани.

$$\dot{H}(H) = 6{,}99 \cdot 10^{-11} \varphi_n. \quad (9.16)$$

Суммарную мощность эквивалентной дозы на поверхности тела от воздействия тепловых нейтронов на H и N находим из уравнений (9.15) и (9.16)

$$\dot{H}(H) + \dot{H}(N) = 3{,}72 \cdot 10^{-10} \varphi_n. \quad (9.17)$$

Полученное значение $\dot{H}$ в уравнении (9.17) необходимо увеличить в 1,8 раза с учетом обратного рассеяния нейтронов и в 1,6 раза с учетом максимального значения эквивалентной дозы не

на поверхности тела, а на некоторой глубине (примерно 2,5 мм). Тогда

$$\dot{H} = 1{,}0 \cdot 10^{-9}\varphi_n,\ \text{сЗв/с} = 1 \cdot 10^{-11}\varphi_n,\ \text{Зв/с} \leqslant 0{,}772 \cdot 10^{-8}\ \text{Зв/с}. \quad (9.18)$$

Отсюда определяем допустимую плотность потока тепловых нейтронов для 6-часового дня при 6-дневной неделе

$$\varphi_{\text{ДПП}_\text{А}} \approx 770\ 10^4\ \text{т.нейтр./(м}^2 \cdot \text{с)}, \quad (9.19)$$

а для t часов в день при 6-дневной неделе

$$\varphi_{\text{ДПП}_\text{А}} \approx 4620 \cdot 10^4/t,\ \text{т.нейтр./(м}^2 \cdot \text{с)}. \quad (9.20)$$

Допустимую плотность тепловых нейтронов $\varphi_{\text{ДПП}_\text{А}}$, соответствующую допустимой дозе, можно определить по уравнению (9.20) и из табл. 9.5.

Таблица 9.5. **Дозовые характеристики моноэнергетических нейтронов**

Энергия нейтронов E_n, МэВ	Удельная d, 10^{-13} Зв·м²/нейтр	Флюенс Ф 10^{12} нейтр./м², создающий $H_{\text{ПДД}_\text{А}} = 5\ 10^{-2}$ Зв	$\varphi_{\text{ДПП}_\text{А}}$ 10^4 нейтр./(м²·с)	Коэффициент качества k	Коэффициент неопределенности J
Тепловые	0,91	5,0	770	2,8	6
$1\ 10^{-7}$	0,91	5,0	770	2,8	6
$1 \cdot 10^{-6}$	2,1	2,4	330	2,8	5
$1 \cdot 10^{-4}$	1,1	2,4	330	2,8	5
$5 \cdot 10^{-3}$	1,6	3,1	430	2,5	6
$2 \cdot 10^{-2}$	1,7	2,9	400	2,7	5
$1 \cdot 10^{-1}$	8,2	0,61	84	9,0	3
$5 \cdot 10^{-1}$	0,26	0,19	27	12	2,2
1	0,37	0,13	19	12	2,2
2,5	0,43	0,12	16	10	1,5
5	0,43	0,12	16	8,4	1,6
10	0,50	0,10	14	6,7	1,7
20	0,63	0,079	11	8,0	2,5

9.2.5. Допустимая плотность потока быстрых нейтронов ($E_n = 0{,}2 \div 20$ МэВ)

При взаимодействии с биологической тканью быстрые нейтроны упруго соударяются с ядрами водорода, углерода, азота и кислорода. Ядра отдачи, приобретая энергию от нейтронов, производят ионизацию ткани.

В общем виде мощность эквивалентной дозы $\dot{H}$, 10^{-6} сЗв/с, определяется из следующего соотношения:

$$H(\text{H, C, N, O}) = \sum_i \sum_k \varphi_i E_i \sigma_{i,k} n_k f_k \kappa_k \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-6}/100\rho < 0{,}772, \quad (9.21)$$

где $\sum_i \sum_k$ — суммирование по разным энергиям нейтронов и разным ядрам отдачи; φ_i — плотность потока нейтронов, нейтр./(м²·с); E_i — энергия нейтронов, МэВ; $\sigma_{i,k}$ — эффективное сечение рассеяния быстрых нейтронов на соответствующих ядрах, см²; n_k — число соответствующих атомов в 1 см³; f_k — коэффициент, учитывающий долю энергии, переданную от нейтронов ядрам отдачи.

Ядра водорода в результате упругого столкновения с нейтронами приобретают большую энергию по сравнению с другими атомами, входящими в состав ткани. Следовательно, и эквивалентная доза, которая при определенной энергии нейтронов пропорциональна $n_k f_k \sigma_i$, создается в основном ядрами отдачи водорода.

Так же как и для тепловых нейтронов, промежуточные и быстрые нейтроны имеют максимум поглощенной дозы на некоторой глубине от поверхности тела. Учитывая это положение и подставляя данные параметры в уравнение (9.21), рассчитаем допустимую плотность потока для промежуточных и быстрых нейтронов (табл. 9.5).

Для быстрых нейтронов с энергией 0,2—20 МэВ допустимую плотность потока можно принять для 6-часового рабочего дня 6-дневной недели

$$\varphi_{\text{ДПП}_\text{А}} = 20 \cdot 10^4 \text{ б.нейтр./(м}^2 \cdot \text{с)}, \tag{9.22}$$

а для t, ч, в день при 6-дневной неделе

$$\varphi_{\text{ДПП}_\text{А}} = 120 \cdot 10^4/t, \text{ б.нейтр./(м}^2 \cdot \text{с)}. \tag{9.23}$$

Данные по удельным эквивалентным дозам δ различных видов ионизирующих излучений в единицах Зв [δ_γ(фотон/см²); δ_β (β-част./см²); δ_e(электрон/см²); δ_p(протон/см²); δ_n(нейтр./см²)] показаны на рис. 9.1.

Для обеспечения радиационной безопасности при комбинированном воздействии внешних и внутренних источников ионизирующего излучения необходимо обеспечить условия, при которых суммарная эквивалентная доза не превосходила бы одной ПДД, т. е.

$$\frac{H_\gamma}{H_{\text{ПДД}_\gamma}} + \frac{H_\beta}{H_{\text{ПДД}_\beta}} + \frac{H_{\text{т.н}}}{H_{\text{ПДД}_{\text{т.н}}}} + \frac{H_{\text{н}}}{H_{\text{ПДД}_{\text{н}}}} + \frac{Q_{\text{вод}}}{Q_{\text{ДК}_{\text{вод}}}} + \frac{Q_{\text{воз}}}{Q_{\text{ДК}_{\text{воз}}}} < 1, \tag{9.24}$$

где H_γ, H_β, $H_{\text{т.н}}$, $H_{\text{н}}$ — годовые эквивалентные дозы ионизирующего излучения на данный критический орган от внешних потоков γ-, β-излучений, тепловых и других нейтронов по всему спектру энергий; $H_{\text{ПДД}_\gamma}$, $H_{\text{ПДД}_\beta}$, $H_{\text{ПДД}_{\text{т.н}}}$, $H_{\text{ПДД}_{\text{н}}}$ — соответствующие предельно допустимые эквивалентные дозы от γ-, β-излучений, тепловых и всех других нейтронов; $Q_{\text{под}}$, $Q_{\text{воз}}$ — фактическая концентрация радионуклида, поступающего в организм с водой и воздухом; $Q_{\text{ДК}_{\text{вод}}}$, $Q_{\text{ДК}_{\text{воз}}}$ — допустимая концентрация радионуклида в воде и воздухе.

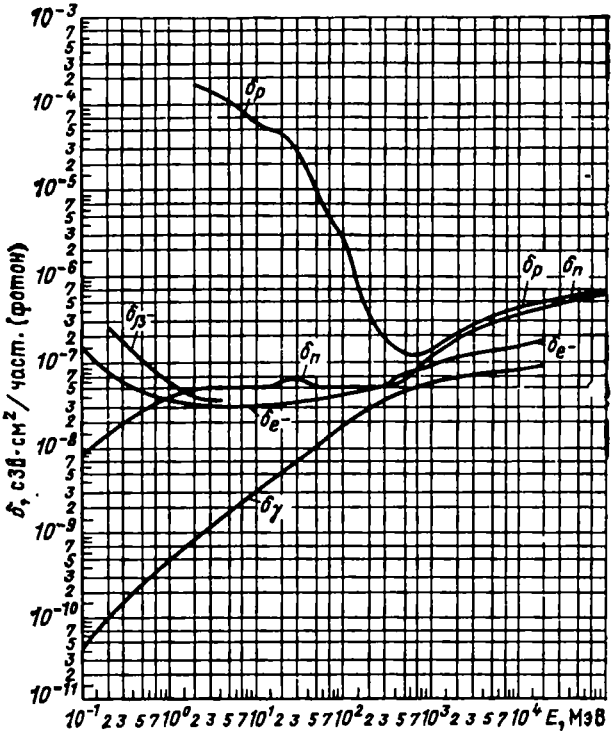


Рис. 9 1

При расчете по формуле (9.24) необходимо знать как состав радионуклидов, так и их характеристики за данный период времени и рассматриваемый критический орган.

Для немоноэнергетических источников при внешнем облучении допустимую плотность потока (ДПП) можно рассчитать по выражению

$$\Phi_{\text{ДПП}} = 1 \Big/ \sum_i (p_i/\Phi_{\text{ДПП}_i}), \tag{9.25}$$

где p_i — доля испускаемых частиц i-й энергии в общей плотности потока; $\Phi_{\text{ДПП}_i}$ — допустимая плотность потока для частиц i-й энергии в общей плотности потока.

При наличии в воде или воздухе смеси радионуклидов, $Q_{\text{ДК}_{\text{см}}}$ смеси определяется по формуле

$$Q_{\text{ДК}_{\text{см}}} = \sum_{i=1} p_i \Big/ \Big(\sum_{i=1} p_i/Q_{\text{ДК}_i}\Big), \tag{9.26}$$

где p_i — доля активности смеси, приходящаяся на i-й нуклид; $Q_{\text{ДК}_i}$ — допустимая концентрация i-го радионуклида.

9.3. ДОПУСТИМАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ РАДИОАКТИВНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ И ГАЗОВ В ВОЗДУХЕ

Вдыхание β-, γ-радиоактивных аэрозолей является основной причиной внутреннего облучения работников АЭС. Доза внутреннего облучения определяется количеством поступивших через органы дыхания радионуклидов и их последующим накоплением в различных критических органах (например, в щитовидной железе, легких, скелете, печени и др.).

Опыт эксплуатации АЭС показал, что доза внутреннего фактического облучения персонала мала, так как концентрация аэрозолей обычно низка.

Вдыхаемые радиоактивные благородные газы РБГ (аргон, криптон, ксенон), образующиеся при работе реактора АЭС, мало накапливаются в организме. Поэтому их воздействие на человека определяется внешним β-, γ-облучением тела.

Согласно НРБ—76 суммарное воздействие внешних и внутренних источников на каждый критический орган не должно превышать соответствующих дозовых пределов (см. табл. 9.1).

Чтобы обеспечить это требование, в НРБ—76 регламентировано допустимое содержание (ДС) каждого радионуклида в органе. Кроме того, исходя из ДС в НРБ—76 установлено предельно допустимое годовое поступление (ПДП) радионуклида в организм через органы дыхания профессиональных работников и соответствующие допустимые концентрации ($Q_{ДК_А}$) аэрозолей в воздухе производственных помещений, а также предел годового поступления (ПГП) и $Q_{ДК_Б}$ для лиц категории Б — ограниченной части населения, проживающего в зоне наблюдения в районе ядерно-технической установки.

При установлении ПДП, ПГП и ДК учитывали вид излучения радионуклида, физико-химические свойства и биологические характеристики его поведения в организме: дисперсность аэрозолей, растворимость вещества, доля вещества, откладывающегося в критическом органе, от общего поступающего количества, эффективный период полувыведения из критического органа за счет физического распада и биологических механизмов выведения.

Следует отметить, что значения ПДП, ПГП и ДК, приведенные в НРБ-76, рассчитаны для аэрозолей с медианным аэродинамическим диаметром $d_a \sim 1$ мкм.

Допустимую концентрацию $Q_{ДК_А}$, Бк/м³, вычисляли делением $\varphi_{ПДП}$ на объем воздуха V_A, вдыхаемого работником за 2000 рабочих часов в году:

$$Q_{ДК_А} = \varphi_{ПДП_А}/V_А. \qquad (9.27)$$

Объем V_A принимали равным 2500 м³/год.

Для населения, проживающего в районе размещения ядерной установки, согласно НРБ—76 ПДД за год установлена 1/10 ПДД

профессиональных работников, а годовое потребление воздуха равным $V_Б = 7300$ м^3, $Q_{ДК_Б} = \varphi \text{пгп}_Б / V_Б$, Бк/м^3.

Из способа установления $Q_{ДК}$ следует, что если в течение всего года вдыхался воздух со среднегодовой концентрацией $Q_{ДК_А}$ или $Q_{ДК_Б}$, то эквивалентная доза в критическом органе за год будет равной $H_{\text{пдд}}$ или $H_{\text{пд}}$, соответственно 5 или 0,5 сЗв (для критических органов I группы).

Как уже отмечалось, в профессиональных, бытовых и природных условиях дисперсность аэрозолей может изменяться в широких пределах и во многих случаях быть нестабильной. Поэтому реально измеренные концентрации аэрозолей трудно перевести в эквивалентную дозу облучения критического органа, пользуясь соотношением между допустимой и измеренной концентрациями. Тем не менее по ДК и измеренным концентрациям аэрозолей оперативно оценивают возможные эквивалентные дозы внутреннего облучения, выявляют источники поступления аэрозолей в воздух, определяют технические и организационные меры защиты от аэрозолей и т. п.

Разнообразие перечисленных физико-химических, аэродинамических, радиационно-физических и радиобиологических свойств аэрозолей определяет широкий диапазон их допустимых концентраций в воздухе рабочих помещений и в атмосферном воздухе. С учетом радиационной опасности наиболее низкие ДК установлены для α-активных долгоживущих трансурановых элементов (^{239}Pu, ^{248}Cm и некоторых других) на уровне $(3{,}3—1{,}1) \cdot 10^{-2}$ Бк/м^3 для воздуха в производственных помещениях и $(1{,}1—0{,}37) \times \times 10^{-3}$ Бк/м^3 в атмосферном воздухе.

Насколько мала эта допустимая концентрация ^{239}Pu в воздухе рабочих помещений, можно судить по тому, что ей соответствует содержание всего лишь ста аэрозольных частиц ^{239}Pu размером около 1 мкм в 1 м^3 воздуха.

ДК аэрозолей β-активных продуктов деления и продуктов коррозии (^{90}Sr, ^{131}I, ^{137}Cs, ^{58}Co, ^{60}Co, ^{59}Fe, ^{51}Cr, ^{54}Mn и др.) значительно больше. Например, для рабочих помещений и атмосферного воздуха соответственно, Бк/м^3, по ^{90}Sr она составляет 44,4 и 1,4, по ^{137}Cs — 518 и 18,1, по ^{131}I — 155,4 и 5,5, по ^{60}Co — 325,6 и 11,1, по ^{58}Co — 2072 и 70,3, по ^{59}Fe — 1924 и 66,6, по ^{54}Mn — 1332 и 44,4, по ^{51}Cr — $8{,}1 \cdot 10^4$ и $2{,}8 \cdot 10^3$.

В отличие от аэрозолей допустимую концентрацию РБГ определяют по допустимой мощности эквивалентной дозы $\dot{H}_{\text{дмд}_А}$ внешнего β-, γ-излучения, которую эти газы могут создать в критическом органе человека, находящегося в атмосфере с РБГ:

$$Q_{ДК_А} = \dot{H}_{\text{дмд}_А} / d_0, \qquad (9.28)$$

где $\dot{H}_{\text{дмд}_А}$ — допустимая мощность эквивалентной дозы в критическом органе — коже, подкожных тканях, гонадах, во всем теле;

d_0 — дозовый коэффициент, определяемый по мощности эквивалентной дозы в критическом органе, создаваемой при концентрации РБГ, равной 1 Бк/м^3.

Значения d_0 увеличиваются с ростом размеров помещения и наибольшего значения достигают на открытой местности, так как γ-излучение может приходить из значительного объема воздуха. При этом ДК уменьшаются пропорционально росту объема воздуха, из которого γ- и β-излучения поступают в организм. С изменением размеров помещения может измениться и критический орган. В больших помещениях (объем 10^4 м^3 и более), а также на открытой местности критическими органами являются гонады или все тело. В помещениях меньшего размера критическими будут эти же органы и кожа. В помещениях малого размера критическим органом становится главным образом кожа, так как на нее действует β-излучение.

В связи с этим ДК радионуклидов РБГ (^{41}Ar, ^{85,87,88}Kr, ^{133,135,137,138}Xe) в воздухе имеет широкий диапазон: в рабочих помещениях от $1{,}4 \cdot 10^7$ (^{133}Xe, критический орган — кожа) до $8{,}1 \times 10^5$ Бк/м^3 (^{88}Kr, критический орган — гонады); на открытой местности для категории А от $4 \cdot 10^4$ (^{85}Kr, критический орган — кожа) до $4{,}8 \cdot 10^4$ Бк/м^3 (^{88}Kr, критический орган — гонады); для категории Б от $9{,}6 \cdot 10^5$ (^{85}Kr, критический орган — кожа) до $1{,}1 \cdot 10^3$ Бк/м^3 (^{88}Kr, критический орган — гонады).

Внешнее β-, γ-излучение обычно контролируется индивидуальными или переносными дозиметрами. В этом случае дополнительную оценку дозы от РБГ по концентрации в воздухе делать не следует, чтобы не учесть ее дважды.

$ДК_А$ и $ДК_Б$ рассчитаны на максимально возможное время поступления радионуклидов в организм, равное для профессионалов $t_А = 50$ годам, а для лиц из населения $t_Б = 70$ годам. При этом эквивалентная доза H в критическом органе за профессиональную деятельность не превысит значения

$$H \leqslant Н_{ПДД_А} t_А. \qquad (9.29)$$

Эквивалентная доза H для лиц категории Б за возможное (в среднем) время жизни в районе размещения АЭС не превысит значения

$$H \leqslant Н_{ПД_Б} t_Б. \qquad (9.30)$$

Если $H_{ПД}$ согласно СП АЭС-79 для газоаэрозольных выбросов АЭС установлен на уровне 4 % предела дозы $H_{ПД_Б}$, принятого в НРБ—76 для лиц категории Б, то $Q_{ДК_Б}$ в атмосферном воздухе в районе АЭС должна быть уменьшена в 25 раз.

Пребывание в атмосфере, загрязненной на уровне $Q_{ДК}$, в течение только одного года для большинства радионуклидов формирует дозу, равную $H_{ПДД_А}$ или $H_{ПД_Б}$ за год. Это такие сравнительно короткоживущие или быстровыводящиеся из организма радио-

нуклиды, которые имеют эффективный период полувыведения $T_{эф}$ в диапазоне от долей суток до 100 сут.

Для этих быстровыводящихся радионуклидов в случае равномерного в году поступления с вдыхаемым воздухом в зависимости от $T_{эф}$ либо в начале, либо в конце года достигается равновесное содержание радионуклида в критическом органе на допустимом уровне.

При поступлении в организм ^{90}Sr, ^{226}Ra, ^{237}Np, ^{239}Pu, ^{241}Am и некоторых других трансурановых долгоживущих элементов с $T_{эф}$ порядка 10^3—10^4 сут (от 18 до 200 лет) равновесное накопление в критическом органе (в скелете или в печени) не достигается даже в течение 50 лет трудовой деятельности и всей жизни. Поэтому в первые годы контакта с долгоживущими аэрозолями этих радионуклидов нагрузка на критические органы будет меньше допустимой годовой дозы, даже если концентрация аэрозолей в воздухе постоянно держалась на уровне ДК. Более жесткий подход к нормированию ДК для радионуклидов с большим периодом полувыведения из организма обусловлен необходимостью обеспечить возможность работы человека в профессиональных условиях в течение всего трудоспособного периода жизни, включая самые последние годы в конце 50-летнего стажа работы, без превышения $H_{пдд}$ в любом году этого срока. Исходя из изложенного следует с осторожностью применять ДК для оценки последствий непредусмотренных случаев, таких как кратковременное аварийное поступление нуклидов в атмосферу, а затем в организм.

В заключение отметим, что значения ДК рассчитаны из условия, что на критический орган действует только один какой-то радионуклид, который и создает $H_{пдд}$ за год. В реальных условиях действует не один, а несколько радионуклидов, а также внешнее излучение. Поэтому необходимо оценивать суммарное воздействие всех радионуклидов и внешнего излучения на каждый критический орган.

Если состав смеси радионуклидов неизвестен или известен частично, в НРБ—76 регламентированы $Q_{дк_А}$ и $Q_{дк_В}$ с учетом этого требования (П.25, П.26).

Глава 10

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ И ГАЗОВ

Радиоактивными аэрозолями называются любые взвешенные частицы, находящиеся в воздухе и имеющие естественную (продукты распада урана, тория и радия) или искусственную (продукты деления урана, активационные радионуклиды и др.) радиоактивность.

В зависимости от агрегатного состояния различают аэрозоли с

твердой дисперсной фазой (пыль различных радиоактивных веществ, дым) и аэрозоли с жидкой дисперсной фазой (пар, туман или аэрозоли конденсации).

Естественными носителями радиоактивности атмосферного воздуха являются эманации (радон, торон актинион) и их дочерние продукты (радионуклиды полония, висмута, свинца и таллия), которые могут осесть на взвешенных в воздухе частицах, тогда как твердые продукты распада эманаций в результате объемной конденсации сами могут образовать аэрозоли различной дисперсности.

Радноактивные аэрозоли образуются в процессах производства и обработки радиоактивных материалов (дробление, механическая обработка, выпаривание, кипячение и т. п.), при взрывах атомных и водородных бомб, при взаимодействии космического излучения с атмосферной пылью.

Важными источниками радиоактивных аэрозолей и газов являются ядерный реактор и ядерное топливо АЭС. При нормальной работе реактора происходит активация тепловыми нейтронами аргона. При нарушении целостности защитной оболочки твэлов продукты деления ядерной реакции могут попасть в теплоноситель первого контура (см. п. 14.10.1). В этом случае появится реальная опасность загрязнения воздуха радиоактивными газами Xe, Kr, летучими веществами I, Cs и др., нелетучими веществами (Sr, Ba, La, Zr, Ru, Ce и др.).

Большая часть продуктов деления, а также и их продуктов радиоактивного распада β-, γ-радиоактивна. Их периоды полураспада находятся в широких пределах от долей секунды до десятка лет и более. В результате активации продуктов коррозии оборудования первого контура АЭС в теплоносителе могут находиться радионуклиды ^{51}Cr, ^{54}Mn, ^{58}Co, ^{59}Fe, ^{60}Co, ^{65}Zn, ^{98}Zr и др. Кроме них, в воде образуются короткоживущие радионуклиды ^{16}N, ^{18}F, ^{24}Na, ^{42}K и др., которые не представляют опасности при выходе в окружающую среду, и долгоживущий тритий в небольшом количестве вследствие активации дейтерия и ядерной реакции, происходящей на боре (борная кислота применяется для регулирования мощности реактора). Теплоноситель с радионуклидами непрерывно направляется на спецводоочистку с ионообменными фильтрами, которые очищают воду от радионуклидов, за исключением РБГ и трития в форме тритиевой воды НТО.

Размер аэрозольных частиц в воздушной среде может находиться в различных пределах — от долей до нескольких десятков микрометров. Распределение этих частиц по размерам, массе, а следовательно, и по активности подчиняется логарифмическому нормальному закону. В этом случае дисперсность аэрозольных частиц можно характеризовать медианным диаметром d.

Свойства аэрозольных частиц зависят от их размера. По дисперсности аэрозоли делятся на три группы:

1) крупнодисперсные (неустойчивые) частицы ($d=10$ мкм и более) быстро оседают, поэтому находятся в воздухе недолго;

2) средний дисперсности (относительно устойчивые) частицы

($d=1\div10$ мкм) медленно оседают в неподвижном воздухе, поэтому находятся во взвешенном состоянии различное время в зависимости от размера частиц и их концентрации;

3) мелкодисперсные (устойчивые) частицы ($d<1$ мкм) движутся подобно молекулам воздуха, т. е. подчиняются законам броуновского движения.

При столкновении между собой мелкодисперсные аэрозоли укрупняются (коагулируют) и оседают так же, как и аэрозоли средней дисперсности. Установлено, что коагуляция мелкодисперсных аэрозолей происходит тем быстрее, чем меньше размеры частиц и чем больше их концентрация.

Несмотря на всевозможные защитные конструкции по задержанию радиоактивных газоаэрозолей (приточно-вытяжная вентиляция, боксы и т. п.), все же радиоактивные газоаэрозоли попадают в воздушную среду, а из нее в организм человека через органы дыхания. Согласно МКРЗ применяется следующее распределение вдыхаемых аэрозолей: осаждается в верхних дыхательных путях — 50 %, осаждается в легких — 25 %, выдыхается обратно в воздух — 25 %. Установлено, что аэрозольные частицы средней дисперсности ($d\geqslant1$ мкм) эффективно задерживаются верхними дыхательными путями (в носоглотке откладывается 40—90 % частиц $d=1\div10$ мкм; в трахеях и бронхах — 10 % частиц $d=0{,}2\div10$ мкм). Эти частицы могут попасть обратно в носоглотку, а затем в желудок и быть источником облучения кишечно-желудочного тракта. Некоторая часть из этих аэрозолей может всасываться в кровь.

Мелкодисперсные частицы ($d\leqslant1$ мкм, особенно $d=0{,}1\div1$ мкм) представляют наибольшую опасность для здоровья человека, так как они достигают нижних дыхательных путей и оседают в альвеолах легких, а затем всасываются в кровь. Растворимые частицы полностью попадают в кровеносную систему, из нерастворимых — только половина. После этого радионуклиды кровью разносятся по всему телу или отлагаются в критических органах, образуя источники внутреннего облучения.

В настоящее время размер аэрозольных частиц, задерживаемых в органах дыхания, определяется аэродинамическим размером $d_a=D\sqrt{\rho}$ (где D — геометрический диаметр, ρ — плотность вещества). Аэродинамические размеры отражают способность аэрозольных частиц следовать по направлению воздушного потока и тем самым определяют их местонахождение в органах дыхания, а также в воздуховодах вентиляционных систем АЭС и в воздухозаборных трубках для контроля аэрозолей.

Из сравнения (табл. П.25) ДК одних и тех же радиоактивных веществ, находящихся в воздухе и в воде, видно, что значения $ДК_А$ радиоактивных веществ в воздухе на несколько порядков меньше, чем $ДК_А$ в воде. Это объясняется тем, что через легкие ежесуточно проходит большой объем воздуха и радиоактивные аэрозоли задерживаются в легких, откуда затем поступают в другие органы человека. Вследствие этого дозиметрический контроль

за загрязнениями атмосферного воздуха радиоактивными аэрозолями и газами имеет очень большое значение.

Основные трудности количественного измерения радиоактивных аэрозолей заключаются в том, что приходится измерять очень малые концентрации активности, обусловленные малой $ДК_А$ аэрозолей. Такие активности аэрозолей нельзя определить с помощью какого-либо детектора. Поэтому для определения $ДК_А$ аэрозолей требуются большие объемы воздуха для обогащения отбираемой пробы и чувствительная радиометрическая аппаратура. Кроме того, необходимо учитывать, что аэрозоли сильно различаются по дисперсности и своим физико-химическим свойствам.

Концентрирование аэрозолей из большого объема воздуха производится либо на малой поверхности мембранных фильтров или мишени электрофильтра, либо в малом объеме жидкостных фильтров.

Измерив объем воздуха V, м^3, пропущенный через тот или иной фильтр, и определив радиометрическим методом абсолютную активность аэрозолей $\mathcal{A}$, Бк, устанавливают концентрацию аэрозолей в воздухе Q, Бк/м^3, по формуле

$$Q = \mathcal{A}/V. \qquad (10.1)$$

Установка, предназначенная для определения концентрации радиоактивных аэрозолей, состоит из следующих основных узлов: фильтра, устройства для прокачивания воздуха, прибора для измерения скорости или объема прокачиваемого воздуха, детектора и счетной установки для определения активности аэрозолей, накопившихся на фильтре.

Для измерения β-активных аэрозолей применяют приборы (см. гл. 11), которые должны быть предварительно отградуированы по образцовым α- и β-источникам.

С помощью приборов, снабженных осадительными устройствами, можно определить концентрацию как естественных, так и искусственных аэрозолей в воздухе.

10.1. МЕТОДЫ ОСАЖДЕНИЯ АЭРОЗОЛЕЙ

10.1.1. Волокнистые фильтры

Для осаждения из воздуха аэрозолей можно применять различные волокнистые материалы, через которые прокачивается исследуемый воздух. Затем регистрируют α- и β-излучения фильтров. Аэрозольные частицы задерживаются в фильтре в результате следующих процессов: столкновения с волокнами фильтра и захвата ими; отклонения частиц от первоначального направления движения, что приводит к увеличению вероятности захвата частиц фильтром; электростатического взаимодействия между фильтром и частицами.

К фильтрам предъявляются следующие основные требования: минимальный коэффициент проскока (наибольшая эффективность),

минимальное динамическое сопротивление и минимальная поправка на самопоглощение α- и β-частиц в слое фильтра.

Улавливание аэрозолей в фильтре зависит от природы фильтра, физико-химических свойств частиц (размеров, формы, концентрации и т. п.) и скорости прокачиваемого воздуха через фильтр.

Применяемые ранее бумажные фильтры обладали большим динамическим сопротивлением (скорость прокачки воздуха составляла лишь около $1{,}7 \cdot 10^{-5}$ м^3/с) и малой эффективностью по улавливанию частиц различной дисперсности.

Фильтры асбестоцеллюлозные и из искусственных волокон обладают лучшими фильтрующими качествами. К ним относятся фильтры марки ФПП (из ультратонких волокон перхлорвинила) и ФПА (из ультратонких волокон ацетилцеллюлозы).

Фильтры марок ФПП-15 и ФПП-25 применяются для очистки воздуха соответственно от твердых и жидких радиоактивных частиц. Максимальная скорость фильтрации их составляет 0,17 м^3/(с·м^2) при сопротивлении 1,33—2,0 кПа, проскок 8—10 %.

Промышленностью выпускаются аналитические фильтры марки АФА для анализа аэрозолей, практически обеспечивающие улавливание почти всех частиц независимо от их размера. Эти фильтры имеют пропускную способность до 17 м^3/(с·м^2), сопротивление до 1,6 кПа.

Частицы большого диаметра ($d \geqslant 5$ мкм) легко задерживаются фильтром. Осаждение на фильтре частиц диаметром меньше 0,1 мкм происходит вследствие броуновского движения частиц.

Концентрацию радиоактивных аэрозолей Q, Бк/м^3, в воздухе, прокачиваемом через фильтр, можно рассчитать по формуле

$$Q = N\mathcal{A}_{вт}/(N_{вт}\eta V), \qquad (10.2)$$

где N, $N_{эт}$ — число импульсов в секунду за вычетом фона соответственно при измерении активности фильтра и при измерении эталонного источника известной активности; $\mathcal{A}_{эт}$ — активность эталонного источника, Бк; $N_{эт}/\mathcal{A}_{эт} = f$ — эффективность счета установки; η — эффективность фильтра; V — объем прокачиваемого воздуха, м^3.

Формула (10.2) справедлива для расчета концентрации долгоживущих аэрозолей, у которых период полураспада $T_{1/2} \gg t$, где t — время прокачки воздуха через фильтр. Тогда не требуется внесения поправки в скорость счета N на радиоактивный распад аэрозолей, накопленных на фильтре за время t.

В выражении (10.2) для определения Q необходимо знать эффективность фильтра. Она определяется отношением числа импульсов в 1 с, которые зарегистрированы от радиоактивных аэрозолей, задержанных фильтром, к числу импульсов в 1 с, зарегистрированных от радиоактивных аэрозолей, содержащихся в прокачиваемом воздухе. Величина η учитывает проскок радиоактивной пыли через фильтр и поглощение частиц в материале фильтра.

Рассмотрим методы определения эффективности фильтра при измерении α-, а затем β-активных аэрозолей.

Для определения эффективности фильтра, как следует из определения, необходимо выявить закономерности распределения аэрозолей в фильтре и их проскок через фильтр, а также поглощение α- или β-частиц в фильтре.

Допустим, что через фильтр толщиной x, см, прокачивается воздух с концентрацией аэрозолей Q_0, Бк/м^3; за фильтром концентрация аэрозолей в воздухе снизится до Q, Бк/м^3. Если фильтруемые аэрозоли будут одинакового размера, плотность фильтра равномерна и скорость прокачивания постоянна, то распределение аэрозолей в фильтре подчиняется экспоненциальному закону

$$Q = Q_0 \exp(-k_1 x), \tag{10.3}$$

где k_1 — коэффициент фильтрации, см$^{-1}$, который равен относительному изменению концентрации аэрозолей при прохождении слоя фильтра единичной толщины. Коэффициент фильтрации зависит от многих факторов: формы, размера и плотности частиц; химической природы частиц, их агрегатного состояния; концентрации частиц в воздухе; скорости прокачки и свойств самого фильтра. Некоторые из перечисленных факторов изменяются с толщиной фильтра, тогда k_1 тоже будет меняться с изменением толщины фильтра. Следовательно, зависимость концентрации от толщины фильтра не будет точно выражаться соотношением (10.3). Однако для дозиметрических целей можно принять экспоненциальный закон фильтрации. Погрешность при таком допущении, как показали эксперименты, получается незначительной.

Обозначим H — коэффициент проскока, под которым понимается отношение концентрации аэрозолей в воздухе за фильтром Q к концентрации аэрозолей в воздухе перед фильтром Q_0, т. е.

$$H = Q/Q_0 = \mathcal{A}V/(\mathcal{A}_0 V) = \mathcal{A}/\mathcal{A}_0 = \exp(-k_1 x), \tag{10.4а}$$

где $\mathcal{A}$ и $\mathcal{A}_0$ — активность аэрозолей, прошедших через фильтр, и полная активность аэрозолей, содержащихся в воздухе перед фильтром, Бк; V — объем прокачиваемого воздуха, м^3; x — толщина фильтра, см.

При прокачивании воздуха с аэрозолями через два одинаковых фильтра проскок H определяется из соотношения

$$H = \mathcal{A}_2/\mathcal{A}_1 = n_2/n_1, \tag{10.4б}$$

где $\mathcal{A}_1$ и $\mathcal{A}_2$ — активность аэрозолей на первом и втором фильтрах, Бк; n_1 и n_2 — число импульсов в 1 с на установке при измерении активности первого и второго фильтров.

Эффективность фильтра η определяется в зависимости от проскока по формуле

$$\eta = 1 - H. \tag{10.5}$$

Основные недостатки мембранных (волокнистых) фильтров: малая скорость прокачивания воздуха через фильтр — 150—600 м³/(ч·м²) (требуется несколько часов, чтобы прокачать пробы воздуха для сравнения концентрации радиоактивных аэрозолей, содержащихся в воздухе, с допустимым значением); сложность определения абсолютной активности фильтра, которая снижается с увеличением скорости прокачивания воздуха и зависит от дисперсности аэрозолей; трудность определения абсолютной активности фильтра вследствие сложности учета поправки на самопоглощение α- и β-частиц в слое фильтра.

10.1.2. Электрофильтры

Принцип работы электрофильтров заключается в том, что частицам аэрозолей предварительно сообщается заряд одного знака, а затем они осаждаются под действием электрического поля на электроде, имеющем противоположный знак заряда.

В электрофильтрах используется коронный разряд, возникающий между отрицательными коронирующими электродами и положительным (собирающим) электродом, имеющим форму круглой пластинки (рис 10.1). Коронирующие электроды *2*, изготовленные в виде игл, концы которых расположены в одной плоскости, находятся на одинаковом расстоянии от собирающего электрода *3*. Собирающий электрод (мишень) одновременно служит и для осаждения аэрозолей. Для определения активности аэрозолей мишень вынимается из держателя *4* и подносится к соответствующему детектору. Высокое напряжение на иглы подается через контакт *5*. Корпус электрофильтра *1* заземляется.

Рассмотрим кратко процесс осаждения аэрозолей с использованием коронного разряда между острием и мишенью. При высоком напряжении (порядка 7—8 кВ) и определенном расстоянии

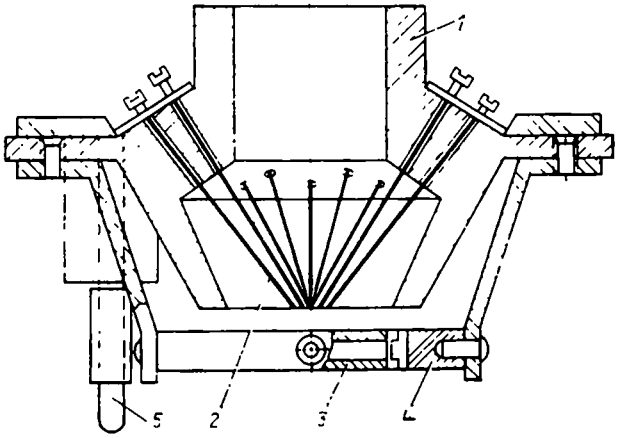


Рис 10.1

между электродами (5—8 мм) происходит холодная эмиссия электронов с острия. Электроны, перемещаясь в электрическом поле, производят ударную ионизацию газа, в результате чего образуется лавина электронов. Кроме электронов, ионизацию газа производят фотоны света, испускаемые возбужденными атомами. Время распространения лавины — 10^{-8}—10^{-7} с.

Электроны, удаляясь от катода, оставляют позади себя малоподвижные положительные ионы, пространственный заряд которых уменьшает напряженность поля. Кроме того, напряженность поля, вызывающая ионизацию, ослабляется вследствие увеличения расстояния, отделяющего лавину электронов от катода. Положительный пространственный заряд уменьшает скорость электронов, в результате чего они присоединяются к молекулам кислорода, образуя малоподвижные отрицательные ионы.

В области между катодом и пространственным положительным зарядом напряженность поля усиливается, что приводит к увеличению ионизации электронами в этой зоне. При достижении положительными ионами катода создается импульс тока, при котором ионизация прекращается. Затем напряженность поля восстанавливается до первоначального значения, и весь процесс вновь повторяется.

Таким образом, коронный разряд острия состоит из отдельных импульсов тока, средняя частота которых пропорциональна силе тока.

По имеющимся данным для силы тока 15 мкА (с диаметром конца иглы 0,5 мм) частота составляет 80 000 Гц.

Эффективность электрофильтра η определяется отношением количества улавливаемых частиц ко всему количеству частиц, поступающих в электрофильтр:

$$\eta = (Q_0 - Q)/Q_0, \qquad (10.6)$$

где Q_0 — концентрация частиц в воздухе до электрофильтра; Q — концентрация частиц, выходящих из электрофильтра.

Концентрацию радиоактивных аэрозолей, Бк/м^3, с использованием электрофильтра (например, ЭФ-2) определяют по формуле

$$Q = N/(\eta f V t) = \mathcal{A}/(\eta V t), \qquad (10.7)$$

где N — скорость счета, имп/с; $\mathcal{A}$ — активность мишени, Бк; $f = N/\mathcal{A}$ — эффективность счетной установки ($f = 0{,}1 \div 0{,}5$); t — время забора проб воздуха, с; $t = (1{,}7 \div 3{,}4) \cdot 10^{-2}$ ч при $Q = 3{,}7 \cdot 10^{-1}$—$3{,}7 \cdot 10^{2}$ Бк/м^3; $Q = 72$ м^3/ч; $\eta = 0{,}8 \div 0{,}9$.

При определении концентрации радиоактивных аэрозолей необходимо знать либо абсолютную активность аэрозолей, осаждаемых на мишень, либо эффективность счетной установки. Для измерения концентрации радиоактивных аэрозолей применяются электрофильтры типа ЭФ-2.

Электрофильтры имеют ряд преимуществ по сравнению с другими методами фильтрации: малое динамическое сопротивление

электрофильтра позволяет провести быстрый отбор пробы (в течение нескольких минут) со скоростью прокачки до 90 м³/ч; малая продолжительность отбора проб и быстрота смены мишеней; эффективность электрофильтра практически мало зависит от дисперсности аэрозольных частиц; радиоактивные аэрозоли осаждаются на мишень тонким слоем, что позволяет произвести измерение активности с большой точностью.

К основным недостаткам электрофильтра следует отнести: большую массу трансформаторов, предназначаемых для получения высокого напряжения с достаточной силой тока; усложнение аппаратуры и ее обслуживания в связи с высоким напряжением на электродах электрофильтра; незначительный проскок мелкодисперсных аэрозолей, что снижает эффективность электрофильтров; с увеличением влажности воздуха эффективность фильтра резко снижается. Из-за указанных причин электрофильтры не нашли пока широкого применения для очистки выбросов аэрозолей в атмосферу в условиях АЭС.

10.1.3. Другие методы осаждения радиоактивных аэрозолей

Существует жидкостный метод улавливания радиоактивных аэрозолей, который целесообразно использовать в том случае, если радиоактивные аэрозоли растворяются в применяемых жидкостях (например, 10 %-ная HNO_3 или 10 %-ный NaOH и др.) или имеют химическое сродство с ними.

Скорость барботажа (пропускание газа через слой жидкости) очищаемого воздуха не должна превышать 0,6—0,9 м³/ч, в противном случае аэрозоли вместе с пузырьками воздуха будут проходить через жидкость, не контактируя с ней. При большей скорости также возрастает динамическое сопротивление. Эффективность жидкостного фильтра 30—50 %.

Для определения концентрации аэрозолей в воздухе собирают 2 мл использованной жидкости и равномерно наносят на бу-

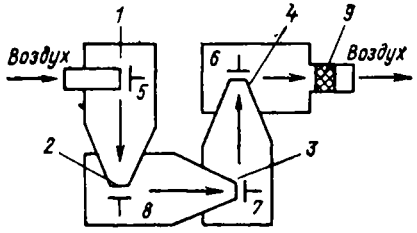


Рис. 10.2

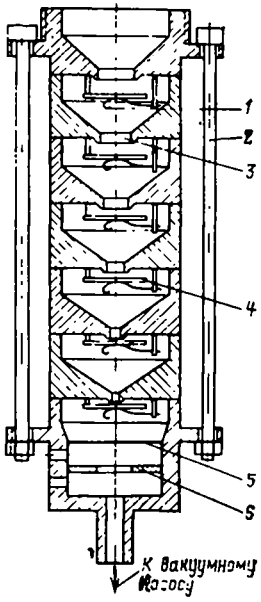


Рис. 10.3

мажный фильтр или мишень. После просушки пробы определяют активность по α- или β-излучению на радиометрической установке. Жидкостный метод определения концентрации радиоактивных аэрозолей в воздухе менее эффективен, чем другие методы.

Для осаждения аэрозолей из воздуха применяется инерционное осаждение.

Принципиальная схема четырехкаскадного инерционного осадителя (импактора) показана на рис 10 2 На рисунке изображены следующие узлы: *1—4* — жиклеры (калиброванное отверстие для подачи воздуха), *5—8* — осадительные мишени, *9* — фильтр Направление скорости воздушного потока при прохождении через щель, образованную жиклером и мишенью, резко изменяется, аэрозольные же частицы продолжают двигаться в первоначальном направлении, встречают на своем пути мишень и осаждаются на ней

Через второй жиклер (меньшего размера) воздух проходит с большей скоростью и на мишени осаждаются более мелкие частицы, чем на предыдущей мишени На последующих мишенях осаждаются еще более мелкие частицы. На выходе устройства устанавливают волокнистый фильтр *9* для задержания мелких фракций. Для повышения эффективности осадительные мишени покрывают тонким слоем вазелина или липкой лентой

На рис 10 3 показан сопловой многокаскадный импактор, использующийся в приборе «Ольха-1». Осадитель имеет шесть последовательно расположенных сопл *3*, стянутых болтом *2*, с мишенью *4*, поджатых пружиной *1*. В нижней части импактора располагаются фильтр *5* и расходная диафрагма *6*.

Инерционный осадитель позволяет осуществить сепарацию частиц по пяти группам 0,2—20 мкм.

Импакторы имеют высокую эффективность по осаждению крупнодисперсных аэрозолей и низкую по осаждению мелкодисперсных.

Преимущество инерционных осадителей состоит в простоте конструкции, высокой производительности, возможности разделения аэрозолей по степени дисперсности. Недостаток их — низкая эффективность по осаждению мелкодисперсных аэрозолей, зависимость эффективности от температуры и влажности окружающей среды.

Из рассмотренных методов осаждения эффективность фильтрации определяется произведением объема воздуха, прокачиваемого через осадитель аэрозолей, на коэффициент проскока, который бы мало зависел от температуры, влажности воздуха, физико-химических свойств аэрозоля и не изменялся во время прокачки. В настоящее время этим требованиям удовлетворяют фильтры типа ФП.

10.2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ РАДИОАКТИВНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ

В табл. 10.1 приведены некоторые физические параметры и $ДК_1$ радионуклидов, входящих в состав аэрозолей.

Из сравнения табл. 10.1 и 10.2 видно, что $ДК_А$ радионуклидов в аэрозолях на 2—7 порядков меньше, чем в газах.

Таблица 10.1. **Физические параметры радионуклидов, входящих в состав аэрозолей**

Радионуклид	ДК$_1$, Бк/м^3	Энергия, МэВ		$T_{1/2}$
		β частицы (α частицы)	γ излучение	
^{89}Sr	$10{,}4 \cdot 10^2$	1,46	—	50,5 сут
^{90}Sr	$4{,}4 \cdot 10^1$	0,535	—	28 лет
^{90}Y	$3{,}7 \cdot 10^1$	2,26	—	64,8 ч
^{91}Y	$11{,}8 \cdot 10^2$	1,55	—	57,5 сут
^{137}Cs	$5{,}2 \cdot 10^2$	0,55	0,66	30 лет
^{140}Ba	$16{,}3 \cdot 10^2$	1,05	0,529	13 сут
^{210}Po	$34{,}4 \cdot 10^{-1}$	α5,3	0,773	138,3 сут
^{226}Ra	$9{,}3 \cdot 10^{-1}$	α4,79	0,19	1622 года
^{239}Pu	$33{,}3 \cdot 10^{-3}$	α5,15	0,42	$2{,}41 \cdot 10^4$ лет

Наиболее опасен в аэрозолях долгоживущий изотоп ^{90}Sr, излучающий β-частицы с энергией 0,535 МэВ. Распадаясь, он образует короткоживущий дочерний ^{90}Y с энергией β-частиц 2,26 МэВ. ^{90}Sr и ^{90}Y откладываются в костной ткани, облучая один из главных кроветворных органов — костный мозг.

ДК$_1$ радиоактивных веществ порядка 3,7—37 Бк/м^3 составляет 4—40 расп./с на 1 м^3 загрязненного воздуха. Такую скорость распада не в состоянии зарегистрировать ни один детектор. Поэтому для измерения удельных активностей аэрозолей порядка ДК$_1$ необходимо производить обогащение проб, прокачивая через фильтр большие объемы воздуха.

Измерение концентрации долгоживущих α-активных аэрозолей осложняется наличием в воздухе короткоживущих продуктов распада радона и тороиа, которые диффундируют из почвы и строительных материалов, содержащих в небольших количествах уран и торий.

Рассмотрим некоторые основные методы измерения концентрации аэрозолей долгоживущих α-активных радионуклидов в присутствии естественного фона (Rn, Tn).

Один из методов основан на различии периода полураспада исследуемой (долгоживущих радионуклидов) и фоновой активности (Rn, Tn). При обнаружении в воздухе долгоживущих радионуклидов и радона (эффективный период полураспада продуктов распада Rn составляет около 40 мин) достаточно выждать несколько часов, чтобы снизить скорость α-частиц от продуктов распада Rn (RaC, RaA), осажденных на фильтр. При наличии на фильтре продуктов распада тороиа (ThC, ThA, ThC′) (эффективный период полураспада около 10,6 ч) активность фильтра следует измерять не менее чем через сутки. Следовательно, этим методом невозможно своевременно обнаружить в воздухе повышение концентрации радиоактивных аэрозолей долгоживущих радионуклидов.

Другой метод основан на различии в энергиях α-частиц долгоживущих радионуклидов (например, ^{210}Po: $E_\alpha = 5{,}3$ МэВ, $T_{1/2} = 138{,}3$ сут; ^{239}Pu: $E_\alpha = 5{,}15$ МэВ, $T_{1/2} = 2{,}44 \cdot 10^4$ лет; ^{226}Ra: $E_\alpha = 4{,}79$ МэВ, $T_{1/2} = 1622$ года; ^{238}U: $E_\alpha = 4{,}2$ МэВ, $T_{1/2} = 4{,}5 \cdot 10^9$ лет) и короткоживущих продуктов распада Rn (RaC′: $E_\alpha = 7{,}68$ МэВ, $T_{1/2} = 40$ мин. RaA: $E_\alpha = 6$ МэВ, $T_{1/2} = 3$ мин) и Tn (ThC′: $E_\alpha = 8{,}78$ МэВ, $T_{1/2} = 10$ ч; ThA: $E_\alpha = 6{,}77$ МэВ, $T_{1/2} = 0{,}16$ с; ThC: $E_\alpha = 6{,}08$ МэВ, $T_{1/2} = 10$ ч).

α-Частицы дочерних продуктов распада радона и торона имеют бо́льшую энергию, чем α-частицы долгоживущих радионуклидов. Следовательно, концентрацию радиоактивных веществ на фильтре можно определить, если проанализировать энергию α-частиц. Для этого применяют альфа-спектрометр со сцинтилляционным счетчиком, состоящим из сцинтиллятора CsI (Tl).

При чувствительности прибора $3{,}7 \cdot 10^{-2}$ Бк/м^3 используются два канала: первый — для регистрации долгоживущих радионуклидов, второй — для регистрации фона.

Концентрация долгоживущих радионуклидов $Q_д$ определяется по формуле

$$Q_д = (N_1 - kN_2)/(k_д \omega_{пр} t_{пр} \tau_{изм}), \qquad (10.8)$$

где N_1, N_2 — скорость счета 1-го, 2-го каналов; k — экспериментальный коэффициент, характеризующий отношение между скоростями счета α-частиц короткоживущих радионуклидов первого и второго каналов; $k_д$ — эффективность регистрации α-частиц долгоживущих радионуклидов первым каналом; $\omega_{пр}$, $t_{пр}$ — скорость и время прокачки исследуемого воздуха; $\tau_{изм}$ — время измерения.

Измерение концентрации долгоживущих α-активных аэрозолей можно производить методом энергетической дискриминации, в основе которого лежит не дискриминация α-частиц разных энергий, а отделение длины пробега α-частиц короткоживущих радионуклидов от длины пробега α-частиц долгоживущих радионуклидов. Такое отделение осуществляется подбором поглощающего слоя определенной толщины, в котором короткопробежные α-частицы долгоживущих радионуклидов полностью поглощаются, а длиннопробежные α-частицы продуктов распада Rn и Tn регистрируются за этим слоем.

Установка, предназначенная для разделения долго- и короткоживущих радионуклидов по длинам пробега, состоит из воздуходувки, лентопротяжного механизма, фильтрующей ленты без подложки, счетных приборов, сцинтилляционных детекторов, которые располагаются сверху и снизу ленты. Нижний счетчик регистрирует суммарную скорость счета α-частиц от долго- и короткоживущих радионуклидов $N_н$. Верхний детектор покрыт алюминиевой фольгой, имеющей определенную толщину для того, чтобы счетчик регистрировал только α-частицы короткоживущих радионуклидов (RaC′ и ThC′) $N_в$. Тогда скорость счета долгоживущих радионуклидов

$$N_д = N_н - k' N_в, \qquad (10.9)$$

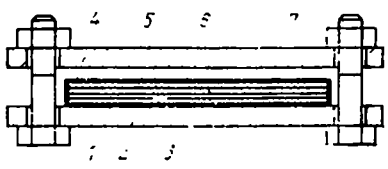


Рис 10 4

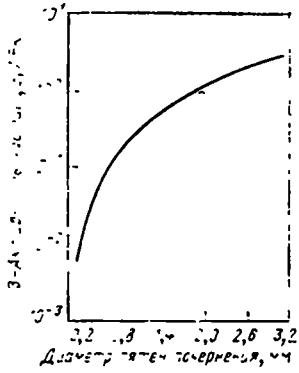


Рис 10 5

где k' — коэффициент, выражающий отношение между скоростью счета нижнего $N_н$ и верхнего $N_в$ детекторов при измерении естественной активности.

Перед каждым измерением после прокачки воздуха фильтр должен быть выдержан в течение 10—15 мин для распада атомов RaA.

Для измерения α-активных аэрозолей применяется ионизационный спектрометр α-излучения с импульсной ионизационной камерой. В настоящее время разрабатываются и частично применяются аэрозольные радиометры, использующие полупроводниковые детекторы α-излучения.

Для определения аэрозолей в отобранной пробе (фильтре, мишени), содержащей β- и γ-активности, можно применить авторадиографический метод с использованием крупнозернистой рентгеновской пленки.

Кассета для получения авторадиограммы изображена на рис 10 4 На отобранную пробу *1*, размещенную на подложке *3*, накладывается предохранительная алюминиевая фольга *2* и рентгеновская пленка *4* Все это заворачивают в светонепроницаемую бумагу *6* и с помощью болтов *7* зажимают между пластинками пресса *5* давлением около 0,1 кГ/см². После экспозиции рентгеновскую пленку проявляют, закрепляют, промывают и сушат Затем пленка поступает на микрофотометрирование

Для определения активности по диаметру пятен почернения строится градуировочная кривая Для этого из пробы берут участки фильтра около 4 мм², соответствующие определенным пятнам почернения на авторадиограммах, и измеряют β активность счетчиком с известной эффективностью На рис 10 5 приведена градуировочная кривая (пленка типа ХХ с толщиной эмульсии 30 мкм алюминиевая фольга 10 мкм, фильтр типа ФПА-15А длительность экспозиции 10 сут, возраст активных частиц около 100 сут)

Кроме определения суммарной β- и γ-активности аэрозолей, иногда возникает необходимость установить и радионуклидный состав отобранных проб. Для этого можно использовать радиохи-

мический и спектрометрический методы измерения. Радиохимический метод определения состава аэрозолей дает высокую точность определения энергии, но трудоемок, требует использования большого количества различных химических веществ и значительных активностей отобранных проб. Спектрометрические методы более просты и, безусловно, обладают более высокой точностью, чем радиохимический метод. Применение спектрометрических методов позволяет одновременно определить дисперсность и нуклидный состав смеси аэрозолей, обеспечивает возможность проведения измерений без выдержки пробы, упрощает расшифровку полученных экспериментальных данных.

Рассмотрим метод измерения γ-активной концентрации аэрозолей с применением сцинтилляционного спектрометра, снабженного кристаллом NaI (Tl).

При энергии γ-излучения ниже 250 кэВ в сцинтилляторе NaI (Tl) наблюдается фотопоглощение и пробеги электронов укладываются в кристалле, поэтому обработка спектра не представляет трудностей.

При более высокой энергии γ-излучения (от 250 кэВ до 1,5 МэВ) возможны два процесса взаимодействия γ-излучения с веществом кристалла: фотопоглощения и некогерентное рассеяние. Поэтому спектр моноэнергетического γ-излучения состоит из двух частей: пика полного поглощения и непрерывного распределения. При сложных спектрах возможно наложение фотопика одной энергии на распределение некогерентного рассеяния другой энергии. Вследствие этого для обработки сложных спектров и их расшифровки разработаны специальные методики и созданы стандартные программы. Ручная обработка спектров более трудоемка и сложна, чем машинная.

Следует отметить, что кроме непрерывного распределения некогерентного рассеяния γ-излучения, на спектрограммах могут образовываться еще два пика аппаратурного происхождения. Один из них возникает при обратном рассеянии от деталей сцинтиллятора и окна ФЭУ, другой — при утечке из кристалла характеристического рентгеновского излучения иода.

Когда выделен фотопик, задача определения концентрации интересующего радионуклида в пробе сводится к определению активности по числу импульсов, зарегистрированных в фотопике, а следовательно, по площади фотопика S_Φ и соответствующей фотоэффективности приборов $\eta^*(E)$ (с учетом выхода числа фотонов на распад):

$$Q = S_\Phi/\eta^*(E). \qquad (10.10)$$

Из свойств кривой нормального распределения следует, что площадь фотопика при заданном параметре точности σ пропорциональна высоте фотопика. Это позволяет упростить задачу определения концентрации источников γ-излучения, так как измеряются не площади фотопиков, а их высоты. Если вершина фотопика описывается достаточно подробно (несколькими каналами), то точ-

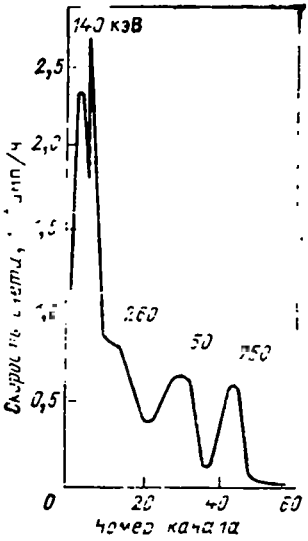


Рис 10 6

ность такого метода для практических целей оказывается достаточной:

$$Q = S_\Phi/\eta^* = a(H_\Phi/\eta^*) = H_\Phi/\eta, \quad (10.11)$$

где H_Φ — число импульсов, соответствующее высоте фотопика, а $\eta = \eta^*/a$. (Параметр точности нормального распределения σ характеризует ширину фотопика и пропорционален ширине фотопика на половине его высоты $a = \sqrt{8 \ln 2}\sigma$.)

Рассмотрим один из простейших способов ручной обработки спектра, соответствующего пробе, содержащей три источника моноэнергетического γ-излучения, каждый из которых имеет по одной линии. При этом спектрограмма будет иметь три фотопика на соответствующих пьедесталах различной высоты (рис. 10.6). Например, высота пьедестала правого пика на рис. 10.6 равна нулю, так как отсутствуют мешающие эффекты, а высота пьедестала левого пика — наибольшая, так как она складывается из импульсов некогерентного рассеяния и обратного рассеяния от γ-линий, находящихся правее рассматриваемого пика.

Из спектрограмм можно установить соотношение между высотой фотопика и любой частью спектра и тем самым определить мешающие воздействия от других источников γ-излучений.

Обозначим N_1, N_2, N_3 — числа отсчетов, соответствующие измеренным высотам фотопиков (1-го, 2-го, 3-го, считая справа), т. е. включая мешающие эффекты, $H_{\Phi 1}$, $H_{\Phi 2}$, $H_{\Phi 3}$ — числа отсчетов, принадлежащие высотам тех же фотопиков, но без учета мешающих эффектов, и K_{12}, K_{13}, K_{23} — мешающие вклады в высоты фотопиков — от 1-й спектральной линии во 2-й фотопик, от 1-й в 3-й и от 2-й в 3-й соответственно. Тогда

$$N_1 = H_{\Phi_1}; \qquad N_2 = H_{\Phi_2} - K_{12}; \qquad N_3 = H_{\Phi_3} + K_{23} + K_{13}. \quad (10.12)$$

Снимая отдельно спектры каждого компонента смеси, можно определить доли мешающих вкладов A, B, C, так что

$$K_{12} = AH_{\Phi_1}; \qquad K_{13} = BH_{\Phi_1}; \qquad K_{23} = CH_{\Phi_2}, \quad (10.13)$$

где A, B и C являются функциями геометрии эксперимента, параметров прибора и энергетического интервала измерений. Проведя градуировку эффективности в фотопиках, т. е. определяя η_1, η_2, η_3, комбинируя (10.12) и (10.13), получим концентрации радионукли-

дов в образце Q_1, Q_2 и Q_3:

$$\left.\begin{aligned} Q_1 &= H_{\Phi_1}/\eta_1 = N_1/\eta_1; \\ Q_2 &= H_{\Phi_2}/\eta_2 = (N_2 - K_{12})/\eta_2 = (N_2 - AN_1)/\eta_2; \\ Q_3 &= H_{\Phi_3}/\eta_3 = (N_3 - K_{13} - K_{23})/\eta_3 = [N_3 - BN_1 - C(N_2 - AN_1)]/\eta_3. \end{aligned}\right\} \quad (10.14)$$

В выражения (10.14) входят только доступные измерениям величины.

Если исследуют продукты деления, спектрограммы определения концентрации γ-излучающих компонентов удобно строить при выдержке продуктов деления более 3 мес. Иначе из-за присутствия большого количества источников γ-излучений будет происходить эффект наложения одних линий на другие.

При анализе многокомпонентных проб неизвестного состава рекомендуется вначале выделить радиохимическим методом отдельные составляющие.

Описанная гамма-спектрометрическая методика применяется для проб известного состава, у которых соотношения компонентов изменяются в определенных диапазонах.

Имеются унифицированные установки, предназначенные для отбора проб α- и β-активных аэрозолей, измерения их концентраций и снятия γ-спектра. Эти установки состоят из воздуходувки, фильтрующей ленты, лентопротяжного механизма, прибора для измерения объема прокачиваемого воздуха, α-, β- или γ-детектора, счетной или спектрометрической установки для определения активности на фильтре или радионуклидного состава аэрозолей (см. рис. 11.14).

Рассмотрим некоторые установки, предназначенные для этих целей

Широко применяется как переносной прибор радиометр РВ-4 (см рис 11 14) с питанием от аккумуляторов или сети переменного тока Возможный диапазон измерения РВ-4. α — 3,7—3,7·10⁴; β—37—3,7·10⁵ Бк/м³ с погрешностью ±40 %.

Индивидуальный пробоотборник для отбора проб аэрозолей ВБ2-02 «Плющ» устанавливается вблизи органов дыхания человека, снабжен фильтрами марки АФА-РМП-3 и сцинтилляционным счетчиком; прокачивающее воздух устройство имеет производительность $48 \cdot 10^{-3}$ м³/ч

Стационарный радиометр для измерения концентрации α- и β-активных нуклидов в воздухе помещений АЭС РА12С-1 позволяет измерять концентрацию: α—0,37—370, β—3,7—3,7·10⁵ Бк/м³ с погрешностью ±20 %; радиометр РКС 3-01-1 «Дрок-2»: β-аэрозоли — 37—37·10⁴ Бк/м³, $^{131-135}$I — 0,1—200 ДК$_А$, β-газы — 3,7·10²—3,7·10⁶ Бк/м³

Для непрерывного измерения концентрации и суммарной активности долгоживущих (ДЖА) и короткоживущих (КЖА) β-активных аэрозолей, β-активных газов и летучих форм радиоактивного ^{131}I в вентиляционной трубе АЭС используют радиометр «Калина» РКС-2 02 (см рис 11 21). Он служит для контроля выбросов АЭС в атмосферу. Прибор входит также в состав комплекса аппаратуры контроля радиационной обстановки (АКРБ) (см рис. 13 23) «Сейвал» или «Горбач» на АЭС с ВВЭР или РБМК Диапазон измерения β-активных га-

зов составляет $7{,}2 \cdot 10^4$—$7{,}2 \cdot 10^9$ Бк/м³; β-ДЖА—1,1—$2{,}9 \cdot 10^3$ Бк/м²; β-КЖА — 29,6—$29{,}6 \cdot 10^4$ Бк/м³; паров ^{131}I — 7,4—$7.4 \cdot 10^7$ Бк/м³ с погрешностью ±40 %. В блоке детектирования β-активных газов (ДГБ) имеются два детектора — газоразрядных торцевых β-счетчика типа СБТ один неэкранированный, чувствительный к β-частицам радиоактивного газа и внешнему γ-излучению; другой экранированный от β-частиц, чувствительный только к γ-излучению Экранированный детектор предназначен для автоматической компенсации влияния γ-фона при измерении концентрации β-активного газа.

В блоке детектирования β-аэрозолей имеются три таких же детектора Первый регистрирует суммарную активность аэрозолей, второй — ее долгоживущий компонент, третий — фоновое γ-излучение (компенсационный детектор).

Для улавливания парообразной фракции ^{131}I в элементарной форме (I_2) и форме органических соединений (CH_3I) в качестве фильтра используют ФП, содержащую примесь активированного угля и азотнокислого серебра, типа АФАСИ. В γ-спектрометрических установках используют сцинтилляционный блок детектирования БДБСЗ-1ГМ «Воря» (см. рис 11 20) для регистрации α-, β- и γ-излучений с активностью аэрозолей на фильтре до 3,7 Бк. Для этих целей применяют также полупроводниковые Ge—Li-детекторы Для γ-спектрометрического анализа фильтров используют детекторы типа ДГДК (детектор германиевый, диффузионно-дрейфовый, коаксиальный) совместно с устройством преобразования, усиления и формирования сигнала детектора СЭС-2-03 («Лангур») При этом анализирующими устройствами служат многоканальные амплитудные анализаторы импульсов (АИ-128, АИ 256 и др), выдаваемых блоками детектирования

10.3. РАДИОМЕТРИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ГАЗОВ

Определить концентрацию радиоактивных газов в воздухе довольно сложно (как и концентрацию радиоактивных аэрозолей), так как допустимые концентрации их в воздухе незначительны.

В табл. 10.2 приведены некоторые физические параметры и $ДК_А$ радионуклидов, входящих в состав газов.

Инертные радиоактивные газы — ксенон, криптон (осколочного происхождения) и аргон [при активации воздуха, содержащего

Таблица 10.2. **Физические параметры радионуклидов, входящих в состав газо**

Радиоактивный газ	$ДК_А$, 10^{-6} Бк/м³	Энергии, МэВ		Период полураспада
		β частицы (α частицы)	Фотоны	
^{41}Ar	$7{,}4 \cdot 10^3$	1,18	1,37	1,8 ч
^{133}Xe	$3{,}7 \cdot 10^4$	0,34	0,085	5,3 сут
^{131}I	31,1	0,595	0,364 (80%)	8,06 сут
^{85}Kr	$3{,}7 \cdot 10^4$	0,74	—	10,6 года
^{3}H	$11{,}8 \cdot 10^7$	0,018	—	12,26 года
^{14}C	$13{,}0 \cdot 10^8$	0,156	—	5760 лет
^{222}Rn	12,3	α5,486	—	3,82 сут
^{220}Tn	3,7 10^2	α6,282	—	54,5 с

аргон, $^{40}Ar\ (n, \gamma)^{41}Ar$], находящиеся в воздухе, не концентрируются в организме человека. Они опасны как внешние β-, γ-излучатели, поэтому их $ДК_А$ (порядка $3{,}7 \cdot 10^5$ Бк/м³) больше $ДК_Л$ других радиоактивных газов.

$ДК_А$ радиоактивных газов — радона, торона (естественного происхождения) и пода (осколочного происхождения) — на три-четыре порядка меньше, чем $ДК_Л$ аргона, ксенона и криптона.

Это объясняется следующими причинами. Во-первых, радон и торон являются источниками α-излучений (коэффициент качества α-частиц в 10 раз больше, чем β-частиц); во-вторых, $ДК_Л$ радона и торона рассчитаны с учетом радиоактивных дочерних продуктов распада. Цепочки распада радона и торона имеют следующий вид:

$$^{222}_{86}Rn \xrightarrow{\alpha} \underset{3{,}82\ сут}{RaA} \xrightarrow{\alpha} \underset{3{,}05\ мин}{RaB} \xrightarrow{\beta} \underset{26{,}8\ мин}{RaC} \begin{cases} \xrightarrow{\beta} \underset{1{,}6\cdot10^{-4}\ с}{RaC'} \xrightarrow{\alpha} \\ \xrightarrow{\alpha} \underset{1{,}32\ мин}{RaC''} \xrightarrow{\beta} \end{cases} \underset{19{,}7\ мин}{} \underset{22\ года}{RaD} \xrightarrow{\beta} \underset{5\ сут}{RaE} \xrightarrow{\beta} \underset{138{,}4\ сут}{RaF} \xrightarrow{\alpha} {}^{206}_{82}Pb;\ \underset{стаб}{}$$

$$^{220}_{86}Tn \xrightarrow{\alpha} \underset{54{,}5\ с}{ThA} \xrightarrow{\alpha} \underset{0{,}158\ с}{ThB} \xrightarrow{\beta} \underset{10{,}6\ ч}{ThC} \begin{cases} \xrightarrow{\beta} \underset{3\cdot10^{-7}\ с}{ThC'} \xrightarrow{\alpha} \\ \xrightarrow{\alpha} \underset{3{,}1\ с}{ThC''} \xrightarrow{\beta} \end{cases} \underset{60{,}5\ мин}{} ThD.$$

Между радоном, тороном и продуктами их распада наступает равновесие в течение нескольких десятков часов.

Очень малая $ДК_А$ ^{131}I объясняется тем, что он концентрируется в щитовидной железе, являющейся критическим органом с малой массой.

Радионуклиды тритий и ^{14}C, содержащиеся в составе водяных паров и углекислого газа, являются низкоэнергетическими источниками β-излучений. Так как пробег β-частиц незначителен, до $ДК_Л$ их может быть одного порядка с $ДК_А$ инертных радиоактивных газов.

Радиометрию газов, а следовательно, и регистрацию концентрации можно осуществлять ионизационными камерами, газоразрядными и сцинтилляционными счетчиками. При использовании газоразрядных счетчиков радиоактивный газ можно вводить непосредственно в счетчик, но можно счетчик частично или полностью погружать в исследуемый газ.

В счетчиках внутреннего наполнения регистрируется каждый акт распада, сопровождающийся испусканием заряженной частицы. Поэтому они имеют высокую чувствительность и постоянную эффективность регистрации в широком интервале энергий β-излучений, что значительно упрощает измерение активности газов со сложным составом.

Для использования счетчиков внутреннего наполнения, работающих в пропорциональном или гейгеровском режиме, необходимо иметь специальные наполнители, вакуумную установку с оборудованием и другие приспособления. Это значительно затрудняет

их эксплуатацию в производственных условиях. Применяют эти счетчики только в лабораторных условиях, когда требуется произвести абсолютную радиометрию газа при паспортизации препаратов.

Метод измерения активности газа тонкостенным газоразрядным счетчиком, частично погруженным в исследуемый газ и находящимся в цилиндрическом или полусферическом объеме, отличается простотой и доступностью, но дает большую погрешность по сравнению со счетчиком внутреннего наполнения. Это связано с факторами, учитывающими геометрию измерения, поглощение β-излучения в стенках счетчика и в газе.

Для радиометрии β-активных газов широко используется складывающийся цилиндрический пробоотборник с торцевым счетчиком, расположенным в центре основания цилиндра. Боковая поверхность пробоотборника выполнена из тонкого полиэтилена, натянутого на фиксирующие стальные кольца. В сложенном виде камера имеет небольшие размеры и весит около 1 кг. Исследуемые пробы воздуха засасываются в пробоотборник через аэрозольный фильтр в верхнем основании. Данный способ отбора воздуха не связан с применением прокачивающего устройства, что упрощает дозиметрический контроль. Таким складным пробоотборником с торцевым счетчиком типа СБТ или МСТ снабжен аэрозольно-газовый радиометр РВ-4. Этим прибором можно измерять концентрацию β-активных газов ^{41}Ar, ^{85}Kr и ^{133}Xe до $18{,}5 \cdot 10^3$ Бк/м^3.

Концентрацию радиоактивных газов можно определить с помощью ионизационных камер методом забора проб газа, методом прокачки газа через ионизационную камеру и методом открытой камеры с «воздушными» стенками.

При заборе пробы ионизационная камера наполняется исследуемым воздухом, содержащим радиоактивные газы с концентрацией Q, Бк/м^3, и измеряется ионизационный ток I, А. Если $\bar{E}$ — средняя энергия α- или β-частиц на один распад, МэВ; V — объем ионизационной камеры, м^3; W — средняя энергия ионообразования в воздухе, эВ ($W = 33{,}85$ эВ); $\varkappa$ — доля энергии β-частиц, расходуемая на ионизацию в объеме камеры, измеренный ток в камере будет равен

$$I = (V\bar{E}/W) \cdot 10^6 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19} \varkappa = 4{,}73 \cdot 10^{-15} QV\bar{E}\varkappa. \qquad (10.15)$$

Если в объеме ионизационной камеры полностью укладываются пробеги β-частиц, то $\varkappa = 1$ (для α-частиц почти всегда $\varkappa = 1$). Тогда

$$Q = 21{,}1 \cdot 10^{13} I/(V\bar{E}). \qquad (10.16)$$

Величину $\varkappa$, зависящую в основном от энергии частиц и геометрических размеров камеры, можно определить экспериментально.

β-Активность газов можно измерять проточным методом без разделения их по отдельным компонентам. Для компенсации γ-фона применяется дифференциальная схема. Например, уста-

новка УСИТ-1Б (см. рис. 11.25) имеет проточные камеры объемом $4 \cdot 10^{-2}$ м^3, в которых размещаются два типа газовых счетчиков СТС-5 и СТС-6. Одни из них регистрируют как β-частицы, так и γ-фон, другие — экранированные счетчики — регистрируют только γ-излучение, а β-частицы поглощаются экранами. Применяя электронную схему, измеряющую разность показаний детекторов обоих типов, можно измерять β-активность газов, содержащихся в воздухе. Чувствительность детекторов по ^{41}Ar составляет $3{,}7 \cdot 10^3$ Бк/м^3.

Активность газов в воздухе можно определить с помощью камеры с воздушными стенками. Такая камера состоит из двух изолированных коаксиальных цилиндров, изготовленных из металлической сетки. Камеры предназначены для измерения концентрации β-активных газов в воздухе с небольшим пробегом β-частиц, выходящих из 1 см^3 воздуха, и энергией, поглощенной в 1 см^3 воздуха, за одинаковый промежуток времени, т. е.

$$N_\beta \bar{E}_\beta = nW, \qquad (10.17)$$

где N_β — число β-частиц, выходящих из 1 см^3 воздуха, содержащего радиоактивные газы; $\bar{E}_\beta$ — средняя энергия β-частиц; n — число пар ионов в 1 см^3, образованных β-частицами; W — средняя энергия ионообразования воздуха.

Условие равновесия в камере с воздушными стенками достигается в том случае, если концентрация β-активных газов в объеме камеры равномерна, а сама камера окружена слоем β-активного воздуха толщиной не менее длины максимального пробега β-частиц в воздухе. При этом камера с воздушными стенками будет соответствовать наперстковой ионизационной камере с твердыми стенками, в которых равномерно распределено β-активное вещество, а толщина стенки равна максимальному пробегу β-частицы.

При помещении камеры с воздушными стенками в β-активный воздух в ней возникает ионизационный ток, по которому определяется концентрация (10.15).

Метод измерения концентрации активных газов с использованием камер с «воздушными» стенками имеет ряд преимуществ: из условия равновесия вытекает, что $\varkappa = 1$; камеры позволяют производить непрерывный контроль за активностью воздуха без прокачивающих устройств; ионизационный ток пропорционален $N_\beta \bar{E}_\beta$, вследствие чего упрощается градуировка камер и повышается их точность.

При непрерывном измерении концентрации газов через ионизационную камеру должен постоянно прокачиваться воздух с определенной скоростью. Схема проточного метода с комбинированным измерением активности ионизационной камерой типа ДЗ-20 и газовым счетчиком СТС-5 показана на рис. 10.7.

Две параллельные измерительные установки для определения концентрации радиоактивных газов и аэрозолей в воздухе работают одновременно или одна

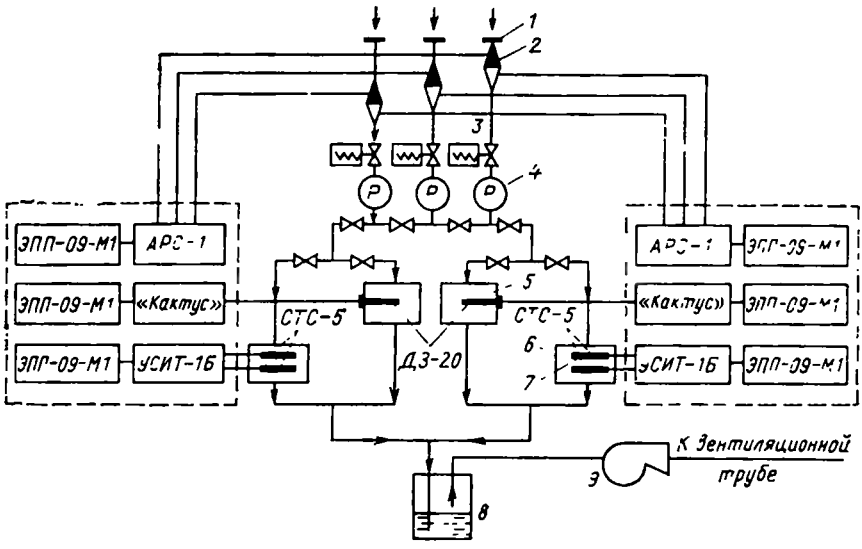


Рис 107

из них находится в резерве. Прокачивающим устройством служит газодувка *9* (типа РГН-172 или ГР-А5-5), которая через заборные трубки *1* засасывает воздух из обследуемых помещений Забранный воздух последовательно проходит через фильтр *2* (ФПП или ФПА), предназначенный для осаждения радиоактивных аэрозолей, запорную арматуру *3* (вентили или электромагнитные клапаны) и расходомер *4*. Затем воздух направляется в ионизационную камеру *5* (ДЗ-20, ДЗ-70) или емкость *6* с газовыми счетчиками *7* (типа СТС-5) либо в камеру и емкость одновременно Пройдя ловушку *8* для воды, воздух газодувкой *9* выбрасывается в вентиляционную трубу.

Ионизационная камера ДЗ-20 и газовые счетчики СТС-5 подключаются к приборам, измеряющим концентрации газов (см рис 11 25) Оба прибора отградуированы в единицах $ДК_А$. Для автоматического измерения концентрации газов к ним подключаются самописцы типа ЭПП-09-М1. Ионизационные камеры и газовые счетчики периодически градуируют. Для этого через камеру и емкость со счетчиками пропускают радиоактивный газ аргон (ксенон). Если при измерении концентрации отбираемой пробы воздуха соотношение показаний между ионизационной камерой и счетчиком нарушается, то это значит, что в воздухе, кроме аргона (ксенона), есть другие радиоактивные газы

Измерение активности фильтра ФПА производится прибором типа РА-12С-1 или РКС-3-01-1 [«Калина» (см рис 11 21)] и др Активность фильтра можно определить также на счетных установках со сцинтилляционной приставкой.

По известным активности и количеству прокачиваемого воздуха можно определить концентрацию радиоактивных аэрозолей в воздухе

Для непрерывного автоматического контроля ^{3}H и ^{14}C, имеющих низкую граничную энергию β-частиц, можно использовать радиометр РГБ-03 «Саксаул» (§.11.4 5), который позволяет измерять их концентрацию в диапазоне $1{,}85\ 10^{5}$—$3{,}7 \cdot 10^{15}$ Бк/м³.

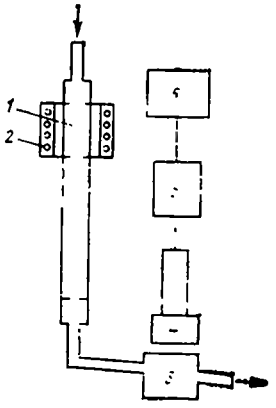


Рис. 10.8

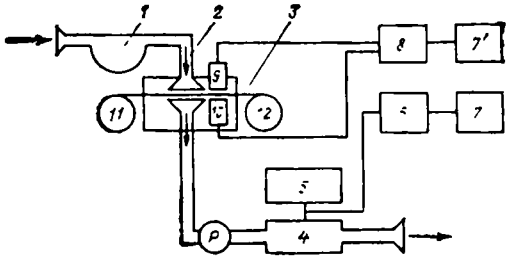


Рис 10 9

Если нужно измерить концентрацию ^3H на уровне 18,5—1,85$\times$ $\times 10^3$ Бк/м^3, то используют жидкие сцинтилляторы, в которые вводят отобранные из воздуха различными способами пробы ^3H: вымораживание влаги воздуха; улавливание окиси трития пропусканием воздуха через воду; поглощение окиси трития гигроскопическими слоями хлористого кальция.

Кроме измерения концентрации, можно определить радионуклидный состав смеси радиоактивных газов, что осуществляется с использованием спектрометрии γ-излучения, определением граничной энергии β-спектра, по периодам полураспада, радиометрией аэрозольных продуктов распада газа, разделением газовых компонентов в угольных или силикагелевых ловушках и т. д.

α-Активность газов измеряют любым электрометром, имеющим проточную ионизационную камеру, или прибором, снабженным импульсной ионизационной камерой.

α-Активность можно определить также, прокачивая воздух последовательно через два фильтра, разделенные определенным объемом. По активности второго фильтра находят активность дочерних продуктов распада, которые образуются за известное время в заданном объеме камеры.

Для увеличения чувствительности газовых детекторов используются различные способы по предварительному обогащению проб радиоактивного газа. Один из простейших способов определения концентрации и последующего разделения криптона и ксенона — сорбция на активированных углях при нормальной или пониженной температуре.

На рис 10 8 изображена колонка *1* с активированным углем. Исследуемая проба криптона и ксенона сорбируется в верхней части колонки. Затем через колонку продувают газ-носитель (смесь неона и гелия в соотношении 75 : 25), который равномерно переносит исследуемую пробу газа вдоль колонки. Одновременно с продувкой вдоль колонки с постоянной скоростью перемещается электрическая печь *2*, которая вызывает десорбирование ксенона и криптона из угля Движущийся нагреватель создает температурный градиент на участке

колонки, находящемся в данный момент внутри печи и перемещающемся по колонке вместе с нагревом. В связи с тем, что температуры десорбирования криптона и ксенона разные, а скорость перемещения печи больше скорости вымывания газов с холодного участка колонки перед нагревателем, анализируемые газы начинают концентрироваться на участке колонки, на котором в данный момент находится печь. При движении печи к концу колонки перемещается также и концентрированный участок газов.

Подбирая скорость движения газа носителя и нагревателя, за 4 мин добиваются обогащения и разделения криптона и ксенона. Они раздельно поступают в газовую камеру *3* и регистрируются сцинтилляционным счетчиком *4*, соединенным с радиометром *5* и самописцем *6* (рис. 10.8).

Для обогащения проб анализируемых радиоактивных газов используются и другие способы, например способ по измерению активности их продуктов распада с использованием емкостей выдержки газа, по растворимости газов в жидких органических сцинтилляторах и др.

Принципиальная схема непрерывного контроля за загрязненностью радиоактивными газами и аэрозолями показана на рис. 10.9. Исследуемый воздух забирается воздуходувкой *1* и направляется по трубопроводу *2* на фильтрующую ленту *3*, на которой происходит осаждение паров ^{131}I и отдельно β-активных аэрозолей. Затем очищенный воздух поступает в проточную ионизационную камеру *4* и в непроточную камеру *5*, в которой располагаются торцевые или цилиндрические β-счетчики для измерения РБГ, включенные по дифференциальной схеме. Лента перемещается от катушки с чистой лентой *11* к катушке *12* для ленты с пробой. Количество прокачиваемого воздуха измеряется расходомером Р. Измерительное устройство *6* с самописцем и дисплеем *7* измеряет концентрацию РБГ как разность скорости счета β-частиц и γ-излучения неэкранированного счетчика и счетчика, защищенного от β-частиц.

Для регистрации β-активных аэрозолей ДЖД и КЖД используют два счетчика *9, 10*, один из которых служит для компенсации γ-фона.

Счетчики располагаются на некотором расстоянии друг от друга и от трубопровода *2*. Это позволяет учитывать в разное время после осаждения КЖД аэрозоли и продукты их распада.

Регистрацию паров ^{131}I осуществляют γ-спектрометром, самописцем *7* и анализатором импульсов *8*, настроенным на узкую область энергии фотонов вблизи 0,36 МэВ.

10.4. МЕТОДЫ ОЧИСТКИ ВОЗДУХА ОТ ГАЗОАЭРОЗОЛЬНЫХ РАДИОАКТИВНЫХ ВЫБРОСОВ В АТМОСФЕРУ

Основными радионуклидами, определяющими активность газов и аэрозолей, являются РБГ (^{41}Ar, $^{85-87}$Kr, $^{133-135}$Xe, $^{131-135}$I и др.) и продукты коррозии.

Методы очистки газообразных радиоактивных выбросов следует рассматривать совместно с методами очистки от радиоактивных аэрозолей, так как они имеют много общего. Так, газообразный ^{137}Xe с периодом полураспада 3,9 мин переходит в аэрозоль

^{137}Cs с периодом полураспада 30 лет; газообразный ^{90}Kr ($T_{1/2}$ = = 33 с) — в аэрозоль ^{90}Sr ($T_{1/2}$ = 28 лет); газообразный ^{140}Xe ($T_{1/2}$ = = 16 с) — в аэрозоль ^{140}Ba ($T_{1/2}$ = 13 сут) и т. д.

Газоаэрозольные выбросы АЭС в атмосферу подразделяют на технологические и вентиляционные.

К технологическим выбросам при нормальной работе АЭС относят· эжекторные газы турбин, газы деаэраторов и продувки активной зоны и металлоконструкций реактора РБМК, газоаэрозольные сдувки из системы спецгазоочистки (например, после угольного адсорбера) и технологического оборудования (бассейнов выдержки отработанных твэлов, спецводоочистки, баков с загрязненным теплоносителем первого контура и т. п.).

Выбросы, связанные с вентиляцией помещений АЭС, обусловлены незначительным поступлением радиоактивных газоаэрозолей из необслуживаемых технологических помещений в полуобслуживаемые и в обслуживаемые помещения АЭС, а также выделением их в воздух при пробоотборе теплоносителя (для регулярного анализа его удельной активности и радионуклидного состава), запорной и фланцевой арматуры и т. п.

Основными радионуклидами, определяющими активность газов и аэрозолей, которые удаляются с АЭС, являются РБГ (^{41}Ar, $^{85-87}Kr$, $^{133-135}Xe$, ^{131}I и др.), продукты коррозии и деления ($^{58,60}Co$, ^{54}Mn, ^{59}Fe, $^{89\,90}Sr$, ^{137}Cs и др.). Радионуклиды иода, главным образом ^{131}I, могут находиться в аэрозольной (10 % общего выброса) и газовой формах, которые могут меняться по пути движения к вентиляционной трубе. Летучий иод может существовать в виде как молекулярного иода I_2, так и органического соединения иодистого метила CH_3I.

В реакторах РБМК продукты деления и коррозии, находящиеся в теплоносителе, вместе с паром поступают на турбину, затем в конденсаторе теплоноситель очищается от радиоактивных газоаэрозолей эжекторами и удаляются из конденсата воды. Эжекторные газоаэрозоли подлежат удалению. Активность таких газоаэрозолей можно определить по формуле

$$\mathcal{A}_i = Gk_p k_{э.о} k_д a_i \exp(-\lambda_i t), \qquad (10.18)$$

где $\mathcal{A}_i$ — активность эжекторных газов i-го радионуклида; G — расход пара; k_p — коэффициент распределения удаляемого радионуклида между паром и водой; $k_{э.о}$, $k_д$ — эффективность эжекторной очистки конденсата и деаэрации соответственно; a_i, λ_i — удельная активность i-го нуклида в воде барабана-сепаратора и постоянная распада; t — время движения конденсата от барабана-сепаратора до деаэратора.

В реакторах ВВЭР необходимо знать для определения $\mathcal{A}_i$ в формуле (10.18) протечку воды из первого контура во второй.

В результате протечек технологического оборудования часть теплоносителя первого контура проникает в помещение, выделяя газоаэрозоли продуктов деления и коррозии, которые удаляются вентиляцией.

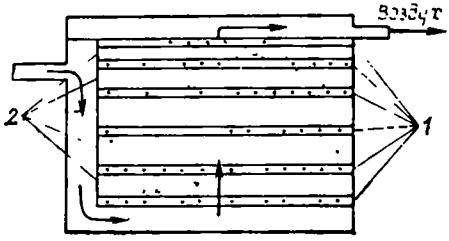


Рис 10 10

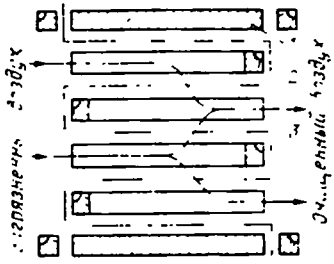


Рис 10 11

Для очистки радиоактивных аэрозолей и газов в системе вентиляции устанавливаются волокнистые фильтры (стекловолокно или ФП) и газгольдеры для задержки РБГ с тем, чтобы уменьшить до допустимых значений выброс газоаэрозолей, который определяется эффективностью η или коэффициентом очистки $k_{оч}$, являющимся обратной величиной проскока H (10.46)·

$$k_{оч} = 1/H = 1/(1 - \eta). \qquad (10.19)$$

На рис 10.10 показан стекловолокнистый фильтр, состоящий из отдельных слоев *2* Слои отделены друг от друга поддерживающей сеткой *1*

Схема рамочного фильтра показана на рис 10 11 Фильтр состоит из 11 образных деревянных рамок *3*, установленных в кожух *1*, с чередующимися открытыми сторонами *2*, на рамки натягивается фильтрующая ткань ФПП-2. Эффективность фильтра (см рис 10 10) составляет $\eta = 99\ \%$ При этом коэффициент очистки будет равен $k_{оч} = 10^2$ при расходе воздуха 400 м³/ч и сопротивлении 1 кПа

Для очистки радиоактивных газов можно использовать два метода: выдержку в газгольдерах для снижения активности короткоживущих нуклидов и сорбирование РБГ и иода активированным углем. При очистке вентиляционного воздуха от радионуклидов иода угольные адсорберы пропитываются поглотителями $AgNO_3$, PbI_2 и др.

Газгольдер выдержки изготовляется из железобетона в виде герметичного подземного сооружения объемом до 2000 м³ с лабиринтом для замедленного движения газа.

На рис. 10 12 дана схема газгольдерной установки для выдержки газов во время перегрузки твэлов. Радиоактивные газы вначале поступают в холодильник *1*, где происходит конденсация влаги, содержащейся в газах Затем обезвоженные газы проходят через аэрозольные фильтры *2* и компрессором *3* подаются в газгольдеры *4* для выдержки. После выдержки газы повторно очищаются аэрозольными фильтрами *2* (для задержания аэрозолей, образующихся при распаде некоторых РБГ) и сбрасываются в вентиляционную трубу *5*.

При перегрузке ядерного топлива выход радиоактивных газов

значительно повышается. В этот период газы подаются в газгольдеры компрессорами под давлением 0,8—1,0 МПа.

Время выдержки газа в газгольдере зависит от периода полураспада каждого радионуклида и составляет в среднем 8—10 ч.

Вместе с газами в газгольдер выдержки может поступать водород, что может привести к образованию гремучей смеси и взрыву. Для этого поступающий в газгольдер воздух предварительно очищают от водорода, сжигая его в специальных устройствах, называемых рекомбинаторами, или разбавляют азотом до взрывобезопасных концентраций.

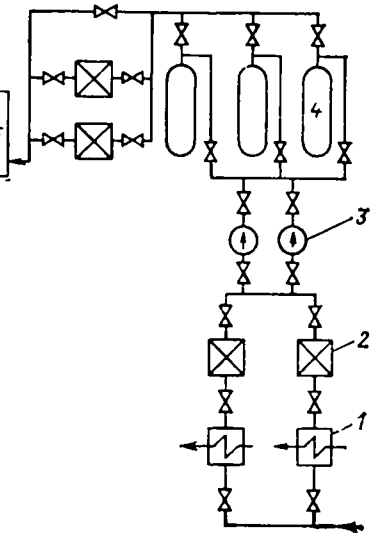


Рис 10 12

Основным недостатком очистки радиоактивных газов методом выдержки в газгольдерах является необходимость создания сооружений, весьма больших по размерам и объему. Например, расход газов на спецочистку на АЭС с ВВЭР составляет 10—70 м³/ч, а на АЭС с РБМК — 300—350 м³/ч. Второй метод — сорбирование газов активированным углем не имеет недостатка первого метода, но он дороже. Для мощных АЭС наиболее целесообразно сочетание обоих методов.

Принципиальная схема очистки фильтрами-адсорберами технологических газоаэрозолей (установка подавления активности УПАК) показана на рис 10 13. Радиоактивные газы, разбавленные азотом до взрывобезопасной концентрации (или обезводороженные в рекомбинаторах) поступают в теплообменник *1*, снабженный холодильником *10* При этом водяные пары, содержавшиеся в газах, конденсируются и направляются в дренаж *9* От остатков капелек влаги и аэрозолей очищаемый газ освобождается в аэрозольном фильтре *2* Для более глубокой осушки газа, так как угольный адсорбер *4* в присутствии влаги резко снижает эффективность сорбирования газа, служат две цеолитовые (или силикагелевые) колонки *3* При работе одной колонки в другой осуществляется регенерация от накопившейся влаги горячим атмосферным воздухом *8*, нагретым электронагревателем *6* В результате адсорбции и радиоактивного распада в адсорбере *4* устанавливается стационарный режим его работы без регенерации При понижении температуры фильтра адсорбера коэффициент адсорбции в значительной степени возрастает Очищенный воздух после адсорбера выбрасывается воздуходувкой *5* через вентиляционную трубу *7*.

На АЭС с ВВЭР система УПАК монтируется из трех параллельных взаимозаменяемых линий одна должна непрерывно работать в нормальном режиме, вторая — при повышенном газосодержании (ремонтные работы, перегрузка топлива), третья может находиться в резерве или ремонте.

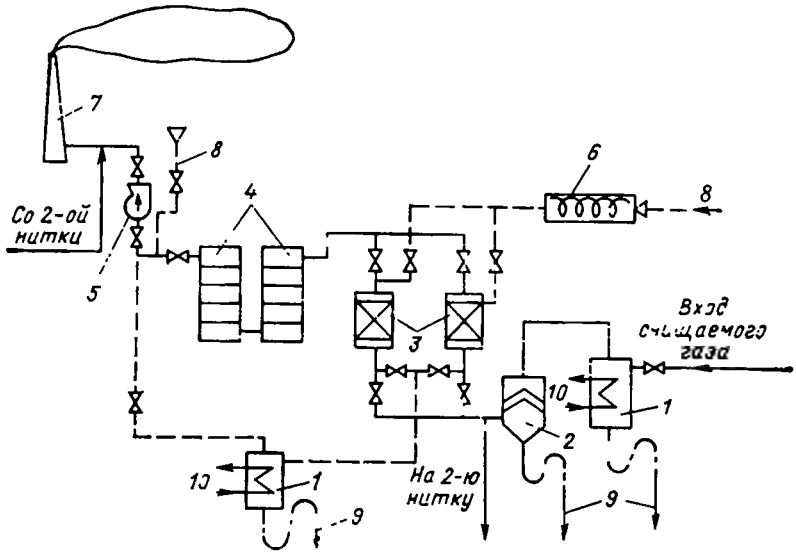


Рис 10 13

На АЭС с РБМК УПАК содержит в несколько раз больший объем фильтров-адсорберов, чем на АЭС с ВВЭР

Расход вентиляционного воздуха, удаляемого из помещений АЭС, например, для блока 1000 МВт достигает сотен тысяч кубометров в час В очистке таких огромных объемов воздуха от РБГ практически нет необходимости, так как количество РБГ в вентилируемом воздухе не представляет опасности для окружающей среды. Вместе с тем требуется очистка воздуха от аэрозолей, особенно в периоды проведения ремонтных и перегрузочных работ, когда концентрация аэрозолей и иода может возрастать на два-три порядка. Для этого случая предусматривается включение дополнительной ремонтной вентиляции.

Для очистки воздуха помещений АЭС применяются прямоточные и рециркуляционные вентиляционные системы. В прямоточной системе очищаемый воздух выбрасывается прямо в вентиляционную трубу. При рециркуляционной системе очищенный фильтрами воздух вновь возвращается в помещение, и концентрация аэрозолей в воздухе при этом уменьшается. Несмотря на то, что коэффициент очистки воздуха в рециркуляционных системах составляет всего 20—30 %, больший эффект достигается увеличением доли очищаемого воздуха.

В случае максимальной проектной аварии (МПА) в воздух технологических герметичных помещений будут поступать РБГ и летучие продукты деления, накопившиеся под оболочками твэлов Активность этих радионуклидов будет составлять порядка 10^{17} Бк.

Наибольшую радиационную опасность в первые часы аварии будут представлять радиоиоды (особенно ^{137}I).

Для предотвращения распространения иода по помещениям АЭС автоматически включаются спринклерные установки, разбрызгивающие сверху в объем герметичных помещений раствор воды, содержащий гипосульфит, гидразин и другие вещества На рис 10 14 дана схема удержания радионуклидов с использованием спринклерного устройства *3* и конденсационного устройства *4*, *5*, *6* образовавшегося пара Радиоактивный иод, попавший в объем помещения *2* первого контура *5*, химически связывается с водным раствором Разбрызганная вода и образовавшийся из пара конденсат стекают по соединительному каналу в приямки *4* на полу помещения и насосом *6* через холодильник *7* направляются на фильтр *1* для очистки от иода на специальных ионообменных смолах Очищенная вода вновь поступает на спринклерную установку для повторного многократного использования. Расход воды на такой установке составляет около $6 \cdot 10^5$ кг/ч, и за 150 ч непрерывной работы после аварии весь иод (молекулярный, аэрозольный и метилиодид) будет выведен из воздуха герметичного помещения первого контура

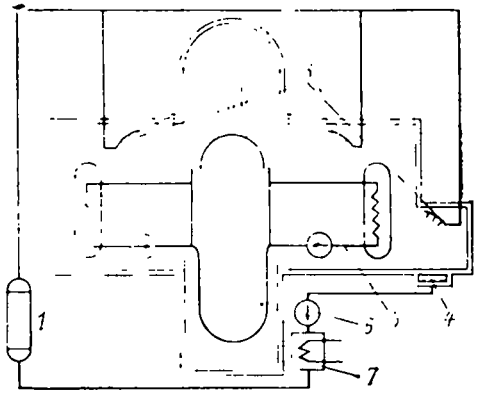


Рис. 10 14

Контроль газоаэрозольного выброса АЭС, по положению СП АЭС-79, должен осуществляться с помощью непрерывно действующих приборов так, чтобы получать информацию о суммарной активности выброса в атмосферу за сутки, месяц и год. Кроме того, должен регистрироваться радионуклидный состав выбрасываемых в атмосферу радиоактивных веществ.

Обычно действующая аппаратура непрерывно контролирует концентрацию газов и аэрозолей в выбросной трубе АЭС или в отдельных воздуховодах систем технологической или общей вентиляции (см. рис. 10.9).

Для определения радионуклидного состава выбросов осуществляют периодический пробоотбор из систем вентиляции АЭС с помощью переносных приборов.

При установившемся режиме работы АЭС и ее вспомогательных технологических установок состав РБГ в выбросе рекомендуется определять не реже 1 раза в год, а радиоактивных аэрозолей — не реже 1 раза в месяц.

Глава 11

ПРИБОРЫ ДЛЯ ДОЗИМЕТРИЧЕСКОГО И РАДИАЦИОННОГО ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ АЭС

11.1. КЛАССИФИКАЦИЯ, НАЗНАЧЕНИЕ И ПРИНЦИПИАЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО ПРИБОРОВ

Приборы, используемые в ядерной технике, имеют четыре основные характеристики: область применения, характер измеряемых величин и условия измерения, вид регистрируемого излучения, конструктивно эксплуатационные особенности

По области применения измерительные приборы делятся на три класса.

1. Приборы для измерения количественных характеристик ионизирующего излучения

Первый класс включает три подкласса радиометры, предназначенные для измерения активности и плотности потоков ионизирующего излучения; дозиметры — для измерения дозы излучения; спектрометры — для измерения распределения излучения по определенному параметру (табл 11 1)

Таблица 11.1. **Классификация измерительных приборов**

Наименование	Назначение
Радиометры	Измерение активности радиоактивных веществ; плотности потока ионизирующего излучения; удельной объемной активности газов, жидкостей, аэрозолей; удельной поверхностной активности
Дозиметры	Измерение экспозиционной дозы рентгеновского и γ-излучений, поглощенной дозы излучений; мощности экспозиционной дозы рентгеновского и γ-излучений; мощности поглощенной дозы; интенсивности ионизирующих излучений
Спектрометры	Измерение распределения излучений по энергии, заряду и массам; пространственно временного распределения излучений

Универсальные приборы совмещают функции дозиметра и радиометра, радиометра и спектрометра

2 Приборы, основанные на использовании ионизирующего излучения для измерения других физических величин — плотномеры, толщиномеры, влагомеры, уровнемеры, вакуумметры, ионизационные манометры и др

3 Вспомогательные приборы для регистрации ионизирующего излучения Это — приборы контроля и автоматики (устройство для счета предметов, радиационные реле, регуляторы уровня жидкости и т п)

Для целей дозиметрии и защиты от излучений большое значение имеют приборы первого класса Наиболее широко используются радиометры Они отличаются друг от друга измерительными и эксплуатационными параметрами, а

также конструктивными особенностями Разнообразие радиометров объясняется тем, что измерения активности и плотности потоков излучения являются наиболее распространенными в практике использовании различных видов ионизирующего излучения

Шкалы радиометрических приборов градуируют следующим образом. для определения активности беккерель (кюри), для определения плотностей потоков излучений — част /(м² с) [част /(см²·с)], для измерения объемной, поверхностной и массовой активностей — соответственно беккерель/м³ (кюри/см³); беккерель/м² (кюри/см²), беккерель/кг (кюри/г)

Пределы измерения активности и плотности потоков могут широко изменяться в зависимости от целей и областей применения радиометров Например, пределы измерения ДК различных радиоактивных веществ в питьевой воде составляют 10^{-4}—10^{2} Бк/м³, а при хранении жидких отходов на АЭС — 10^{13}—10^{15} Бк/м³

Радиометрические приборы, применяемые на ядерных реакторах, можно разделить на две группы радиометры управления и аварийной защиты ядерных реакторов; радиометры обеспечения радиационной безопасности.

Радиометры первой группы используют для управления, контроля и определения основных параметров ядерного реактора, а также для автоматического регулирования режимов его работы Эти приборы позволяют контролировать мощность ядерного реактора; измерять его реактивность, период (постоянную времени) работы ядерного реактора с помощью измерения плотности потоков нейтронного и γ-излучений, определять распределение плотности потоков нейтронов как в отдельных каналах, так и в активной зоне реактора, обнаруживать повреждение оболочек твэлов (контроль герметичности оболочек КГО) по излучению продуктов деления, γ-активности теплоносителя и т п. Разрабатываются радиометры для подачи звуковых и световых сигналов при появлении неисправностей в работе ядерного реактора, а также приборы для остановки реактора в случае аварии

Радиометры второй группы используются в помещениях, где ведутся какие-либо работы, связанные с применением радиоактивных веществ. При использовании закрытых источников необходимо контролировать плотность потоков ионизирующих излучений не только на рабочих местах в лаборатории, но и в смежных помещениях Если используют открытые источники излучения, то, кроме указанного контроля, необходимо измерять концентрацию радиоактивных аэрозолей и газов в воздухе рабочих помещений, контролировать загрязненности рабочих поверхностей, рук и одежды обслуживающего персонала.

Дозиметрические приборы (дозиметры) предназначены для измерения поглощенной дозы в единицах грей (рад), мощности поглощенной дозы в единицах Гр/с (рад/с), экспозиционной дозы излучения в единицах Кл/кг (Р) и мощности экспозиционной зоны рентгеновского и γ-излучений в единицах Кл/(кг·с) (Р/с), а также интенсивности ионизирующего излучения в единицах Вт/м² [МэВ/(см²·с)]

Пределы измерения эквивалентных доз в производственных условиях составляют 0,1—60 мкЗв/нед (мощность дозы $2.8\cdot10^{-3}$—16,8 мкЗв/ч), а пределы измерения потоков и интенсивности излучений (при эквивалентной дозе 10 мкЗв) составляют соответственно $1{,}6\cdot10^{7}$ Дж/м² ($2.5\cdot10^{8}$ МэВ/см²) и $1.5\cdot10^{-12}$ Вт/м² [200 МэВ/(см²·с)].

Структурная схема установки для измерения количественных характеристик

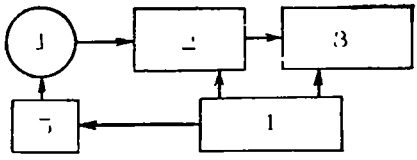


Рис 111

ионизирующего излучения состоит из следующих основных узлов (рис 111): детектора излучения *1*, устройства для преобразования электрических сигналов и усилителя постоянного тока (УПТ) *2*, выходного каскада УПТ и регистрирующего устройства *3*, источника высокого напряжения *5* источника питания *4*

Детектор излучения служит для обнаружения ионизирующего излучения и преобразования энергии излучения в энергию электрического сигнала. По преобразованию энергии излучения в другие виды энергии детекторы можно разделить на следующие группы ионизационные (газовые счетчики, ионизационные камеры, полупроводниковые счетчики); сцинтилляционные, калориметрические; фотографические и химические.

Устройство, преобразующее электрические сигналы, поступающие от детектора излучения, служит для измерения амплитуды, формы, длительности и количества сигналов Для этой цели применяют различные электронные схемы, формирующие каскады, пересчетные устройства, усилители постоянного тока.

УПТ нужны, так как для определения количественных характеристик ионизирующего излучения необходимо измерять токи порядка 10^{-16}—10^{-6} А, поступающие с детекторов, а для приведения в действие измерительных и регистрирующих приборов требуются токи порядка 10^{-4} А и для срабатывания исполнительных устройств 10^{-2} А

Регистрирующее или показывающее устройство предназначено для визуального определения результатов измерений. Оно может состоять из одного или нескольких элементов, включающих электромеханический счетчик, декатрон, стрелочный индикатор, самописец, сигнальное устройство (звуковое, световое).

В зависимости от характера проведения контроля и условий измерения приборы делятся на три группы

1 Носимые приборы для индивидуального контроля облучения персонала.

2 Переносные приборы для группового дозиметрического контроля или для радиационно-технологического контроля

3 Стационарные одноканальные приборы и многоканальные установки для непрерывного дистанционного дозиметрического и радиационно технологического контроля в фиксированных точках, число которых определяется количеством каналов

Дозиметры индивидуального контроля состоят из детектора и измерительного пульта с блоком питания В первых конструкциях дозиметров типа ДК-02 носимый детектор (интегрирующая ионизационная камера) имел электрометрическое устройство непосредственного отсчета экспозиционной дозы излучения и был поэтому недостаточно надежен В дозиметрах типов КИД 2 КИД 6 (контрольный индивидуальный дозиметр) предусмотрено отдельное переносное измерительное устройство что существенно упростило конструкцию носимой ионизационной камеры и повысило ее надежность Недостаток данного типа детекторов — необходимость питания от зарядного блока и малый диапазон регистрируемых экспозиционных доз В остальных типах индивидуальных дозиметров

носимые детекторы не требуют питания Например, при регистрации γ-излучения контрольным дозиметром термолюминесценции типа КДТ-02 — термолюминофор Термолюминесцентные детекторы, позволяющие регистрировать значения экспозиционной дозы до 2 Кл/кг, используют в аварийных дозиметрах типов КДТ-1, ИКС-А Для аварийной дозиметрии (индивидуальный аварийный трековый дозиметр гамма-, бета-, нейтронного излучений, стеклянный типа «Гнейс») и спектрометрии (дозиметр индивидуальный спектрометрический нейтронного излучения типа «Дисней») нейтронов применяют активационные детекторы и детекторы деления В переносных приборах применяют ионизационные и сцинтилляционные детекторы, электрический сигнал на выходе которых функционально связан с параметрами регистрируемого излучения Отсчет показаний производится по стрелочному прибору, расположенному на измерительном пульте

С помощью переносных радиометров определяют следующие величины при дозиметрическом и радиационно-технологическом контроле: степень радиоактивной загрязненности тела и спецодежды персонала (СЗБ2-1еМ, СЗБ2-2еМ, БДЗА2-01); плотность потоков α-, β-, γ- и нейтронного излучений (РУП-1, УИМ2-2); объемную активность радиоактивных газов (РВ-4, РГБ-3-01) и аэрозолей в воздухе (РВ-4); объемную активность питьевой воды в открытых водоемах и малоактивных сбросных растворах (2522-02).

Радиометр РГБ-3-01, помимо детектора и измерительного пульта, содержит устройство для прокачки отбираемого воздуха через проточную ионизационную камеру; аэрозольная часть радиометра РВ-4 — устройство прокачки воздуха через фильтр, накапливающий измеряемую активность.

Стационарные радиометры (РКБ-2-02, РКС2-02) предназначены также для определения объемной активности аэрозолей с разделением вкладов короткоживущих и долгоживущих радионуклидов. Для этой цели применяются блоки детектирования с осаждением аэрозолей на движущуюся фильтрующую ленту.

Стационарный радиометр типа РЖГ2-04 служит для определения удельной объемной активности радионуклида ^{132}I в теплоносителе первого контура, РЖГ2-03 — удельной объемной γ-активности теплоносителя второго контура.

В стационарных микрорентгенометрах («Кактус», ИМДЦ-70) датчиками для контроля мощности дозы γ-излучения являются токовые ионизационные камеры, имеющие бо́льшую надежность, чем газоразрядные счетчики.

Стационарные спектрометры состоят из сцинтилляционных (блок БДБСЗ-1еМ) или полупроводниковых (например, литий-дрейфовый на основе германия типа Д1ДУ-40Б) детекторов и многоканального амплитудного анализатора импульсов Спектрометры применяют для определения состава радионуклидов, содержащихся в теплоносителе, при спектрометрии радиоактивных проб внешней среды, а также при контроле внутреннего облучения персонала.

Для организации непрерывного дистанционного контроля радиационной обстановки на АЭС необходимы многоканальные установки типов «Система», «Сейвал», «Горбач», которые имеют схему с полностью автономными элементами каждого измерительного канала Поэтому неисправность одного или нескольких измерительных каналов не приводит к выходу из строя всей установки, которая характеризуется высоким уровнем надежности

Современные системы дозиметрического и радиационного технологического контроля имеют следующие особенности унифицированные схемы блоков и устройств детектирования, вырабатывающие электрические импульсы нормали-

зованной длительности и амплитуды; введение стандартного канала передачи данных; применение ЭВМ для обработки информации и управления системой; вывод информации на показывающие и самопишущие приборы, цифровые и оперативные электроннo-лучевые индикаторы, печатающие устройства, табло световой сигнализации и устройства звуковой сигнализации

Наличие таких систем даст возможность не только регистрировать радиационную обстановку и создавать условия, обеспечивающие безопасность, безаварийную работу персонала АЭС, но и прогнозировать возможные неисправности оборудования, что позволяет свести к минимуму вероятность аварий и их последствий и тем самым обеспечить нормальные условия эксплуатации АЭС.

11.2. ПРИБОРЫ ИНДИВИДУАЛЬНОГО ДОЗИМЕТРИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ

11.2.1. Карманный дозиметр ДК-02

Прямопоказывающий дозиметр типа ДК-02 предназначен для индивидуального контроля экспозиционной дозы γ-излучения с энергией от 0,2 до 2,0 МэВ в диапазоне от 10 мР до 0,2 Р при мощности экспозиционной дозы, не превышающей 1,67 мР/с В комплект дозиметра ДК-02 входят (рис. 11 2): зарядное устройство типа ЗД-4 или ЗД-5; измерительная камера типа ДК-02.

Измерительная камера прибора ДК-02 (рис. 11 2, *б*) состоит из трех основных частей: интегрирующей ионизационной камеры с воздухоэквивалентными стенками, электроскопа и микроскопа.

Наружный цилиндрический электрод *1* ионизационной камеры из токопроводящего материала помещается внутри дюралюминиевого корпуса *2* прибора. Внутренний электрод *4* камеры изолирован от корпуса *1* янтарным изолятором *5* (сопротивление 10^{16}—10^{18} Ом), на котором укреплен алюминиевый держатель *4'* платинированной кварцевой нити *3* диаметром 5 мкм Держатель и нить образуют электроскоп Отклонение нити определяется зарядом, имеющимся на

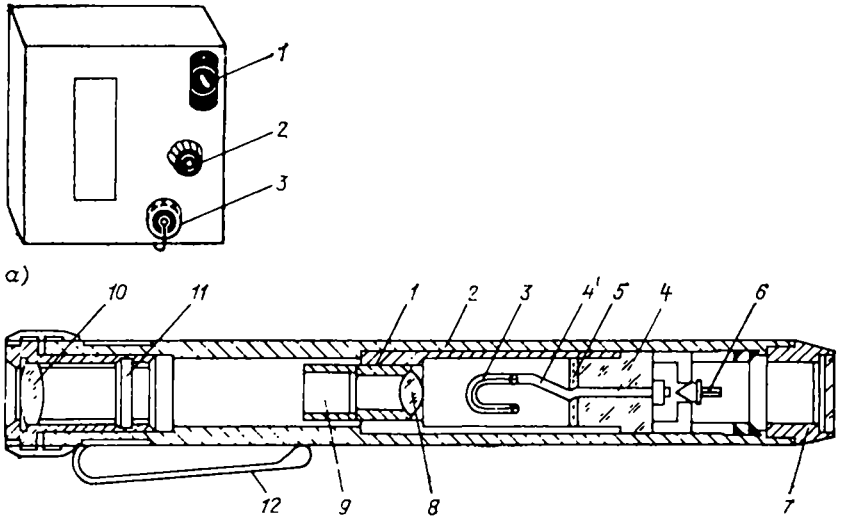


Рис 11 2

внутренним электроде, и регистрируется микроскопом Микроскоп состоит из окуляра *10*, шкалы *11*, диафрагмы *9* и объектива *8*. Шкала имеет 20 делений с ценой деления 10 мР. Положение нити на шкале можно изменить поворотом окуляра *10* относительно корпуса *2*.

Заряд на электроскоп подается через гнездо *3* (при включенном тумблере *1*) от зарядного устройства (рис. 11 2, *а*) через пружинный контакт *6* при снятом защитном колпаке *7*; при этом контакт *6* сжимает пружину и касается внутреннего электрода камеры *3* (рис. 11.2, *б*).

Нить заряженного электроскопа находится в крайнем левом (нулевом) положении шкалы. Под воздействием γ-излучения в полости ионизационной камеры образуются ионы, которые снимают заряд с электроскопа, и нить перемещается по шкале вправо, позволяя определять экспозиционную дозу. Основная погрешность измерений не превышает ±15 %. Напряжение на выходе зарядного устройства плавно регулируется ручкой потенциометра *2* (рис 11 2, *а*) в пределах 180—250 В. Питание зарядного устройства ЗД-5 — от сухих элементов 2С-Л-9 или батарей 105-ПМГЦ-0,05. Продолжительность непрерывной работы зарядного устройства с одним комплектом сухих элементов составляет 45 ч, батарей — 500 ч. Дозиметр крепится к одежде пружинным держателем *12*.

Для индивидуального аварийного контроля может использоваться комплект ДК-50, предназначенный для измерения экспозиционной дозы до 50 Р при мощности экспозиционной дозы 55,6 мР/с. Саморазряд дозиметра типа ДК-50 за 1 сут не превышает 10 %.

11.2.2. Комплект индивидуальных дозиметров КИД-2

Комплект индивидуального дозиметрического контроля типа КИД-2 предназначен для измерения экспозиционной дозы γ-излучения с энергией от 0,15 до 2,0 МэВ в диапазоне 0,005—1,0 Р. Диапазон измерений разбит на два поддиапазона:

I поддиапазон — 0,005—0,05 Р при мощности экспозиционной дозы не более 1,67 мР/с;

II поддиапазон — 0,05—1,0 Р при мощности экспозиционной дозы не более 33 мР/с

В комплект дозиметра КИД-2 входят (рис. 11.3). зарядно-измерительное устройство *а* и дозиметры *б*, *в*. Дозиметр *б*, *в* состоит из двух ионизационных камер *9*, *10* (рис. 11.3, *б*), рассчитанных на максимальные экспозиционные дозы 0,05 и 1,0 Р с центральными электродами *12*, *11* (рис. 11 3, *в*) соответственно Каждая камера представляет электрическую емкость, образованную центральным электродом и корпусом. Перед измерением экспозиционной дозы ионизационные камеры заряжают до определенного потенциала, последовательно вставляя торцы камер в гнездо «Заряд» *5* зарядно-измерительного устройства, которое предварительно включается тумблером *1*. Облученные дозиметры развинчивают и вставляют в гнездо «Измерение» *4* до упора, отсчитывая значение экспозиционной дозы по шкале стрелочного прибора *3*

Корпус *10* дозиметра с более высоким максимальным значением регистрируемой экспозиционной дозы (1,0 Р) имеет красный цвет, и показания следует читать по шкале прибора *3* под золотистой полосой. Корпус *9* дозиметра на 0,05 Р золотистого цвета, и показания этого дозиметра следует читать по шка-

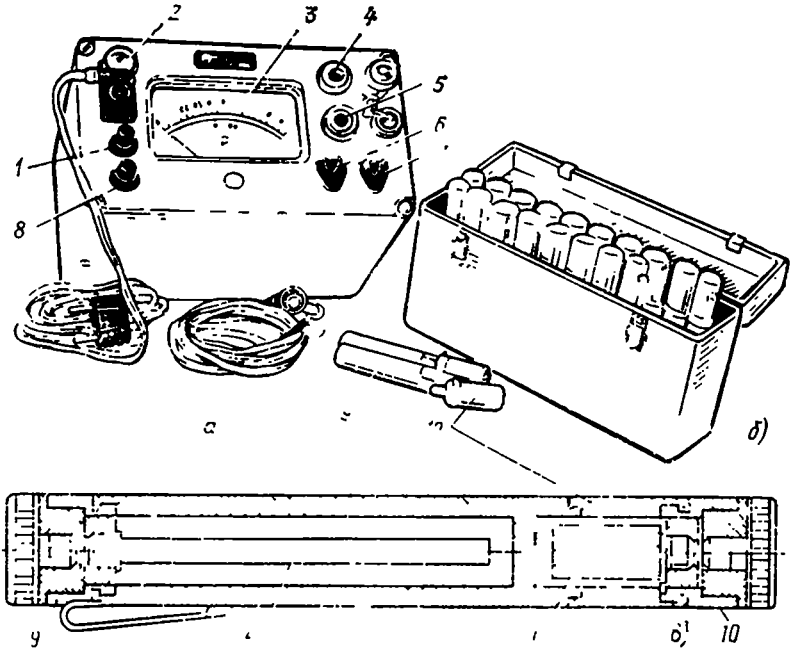


Рис 11 3

ле под золотистой полосой Предельно допустимая дневная доза (0 0167 Р) отмечена на шкале красной риской

Проверка зарядно измерительного устройства производится контрольным дозиметром вставленным в гнездо «Измерение» сразу после его заряда Стрелка вольтметра должна установиться на нулевой отметке шкалы При отклонении стрелки необходимо возвратить ее на нулевую отметку потенциометром «Чувствительность 0 05 Р» *6* и «Чувствительность 1 Р» *7* или с помощью ручки «Уст шкалы» *8*

Основная погрешность измерения экспозиционной дозы γ излучения ^{60}Co в нормальных условиях не превышает ±7 % для первой трети и ±15 % для остальной части шкалы

Саморазряд дозиметра за 24 ч при температуре +20 °С и относительной влажности 95±3 % не превышает 5 % максимального значения шкалы поддиапазона

Питание зарядно измерительного устройства осуществляется через предохранитель *2* от сети переменного тока напряжением 127 или 220 В, а также от батарей В 4МЦГ 0 5 двух комплектов которых достаточно для непрерывной работы в течение 16 ч

Модификация комплекта КИД 2 — комплект индивидуального дозиметрического контроля КИД 6 предназначенный для измерений в диапазонах (0 02 –0 2) – 0 02 Р и (0 2–2 0) ± 0 3 Р

11.2.3. Комплект индивидуального фотоконтроля ИФК-2,3

Комплект индивидуального фотоконтроля ИФК 2 3 применяют для регистрации экспозиционной дозы от 0,01 до 50 Р в диапазоне энергий γ-излучения 0,02—3,0 МэВ с погрешностью ±20 %, для регистрации поглощенной дозы β излучения от 0 05 до 2 0 рад в диапазоне энергий β излучения 0,2—3,5 МэВ с погрешностью ±20 %, а также для определения плотности потока как тепловых, так и быстрых нейтронов Фотодозиметр ИФК-2,3 представляет карболитовую кассету (рис 11 4, см § 7 2) В качестве аварийного дозиметра используют низкочувствительную позитивную пленку типа МЗ 32-1 Для детектирования тепловых нейтронов применяют фотопленку, размещенную между двумя сцинтилляторами из сернистого цинка, солей бора, натрия и порошка оргстекла Плотность потока тепловых нейтронов определяют по степени почернения фотопленки

Оптическую плотность почернения экспонированной пленки измеряют денситометром ДФЭ 10 в центре каждого участка пленки, находящимся на расстоянии 8 см от краев фильтра

Регистрация быстрых нейтронов по почернению фотопленки в 15—100 раз менее эффективна по сравнению с регистрацией γ излучения Поэтому для детектирования быстрых нейтронов используют ядерные фотоэмульсии типа Я 2 или К, чувствительные к протонам отдачи по числу треков которых определяют плотность потока быстрых нейтронов

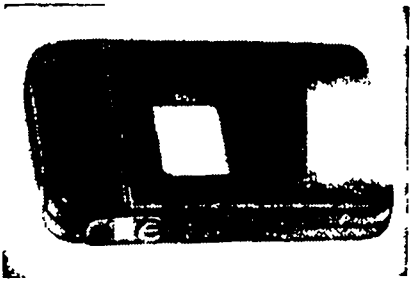


Рис 11 4

Для подсчета числа треков, созданных протонами в ядерной фотоэмульсии служит исследовательский биологический микроскоп типа МБИ-2.

11.2.4. Комплект индивидуального фотоконтроля усовершенствованный (ИФКУ)

Комплект индивидуального контроля усовершенствованный применяют для определения эквивалентных доз в диапазоне 0,05—2,0 бэр при регистрации γ-излучения с энергией от 0 1 до 3,0 МэВ, β излучения с энергией от 0,02 до 3 0 МэВ а также тепловых нейтронов Погрешность регистрации дозы β- и γ излучений составляет ±20 % Фотодозиметр ИФКУ представляет полиэтиленовую кассету (см рис 7 8)

Численное значение эквивалентной дозы определяется прибором ИФКУ (рис 11 5) схема которого изображена на рис 7 9

После подключения прибора ИФКУ к сети и включения тумблера «Сеть» *3* (рис 11 5) через 30 с загорается сигнальная лампа *4* и проводится прогрев в течение 0 5 ч Далее прибор калибруется по контрольным пленкам, облучениым эквивалентными дозами γ излучения равными 0 1 0 5 и 1 0 бэр Для этой цели с помощью кнопк «Смена поля» *8* обойма *9* механизма смены полей устанавливается в положение при котором на индикаторе *1* номера смены поля загорается лампочка позиции «γ» Контрольную пленку с эквивалентной дозой

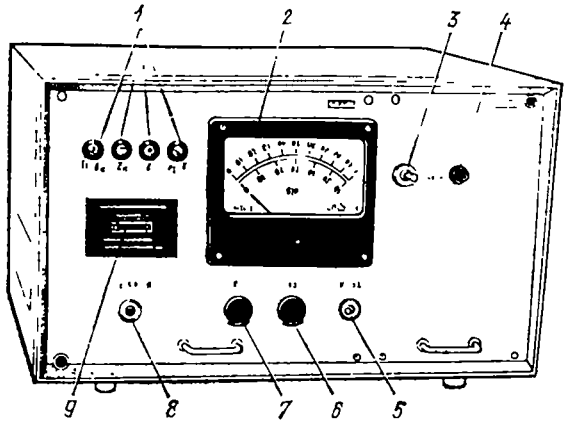


Рис 11 5

0,1 бэр помещают в обойму *9* для пленок и ручкой калибровки *7* на 0,1 бэр (или на 6 на 1,0 бэр), показания стрелочного прибора *2* устанавливают на делении 0,1 по верхней шкале с использованием тумблера *5* множителя шкалы. Калибровку проводят на последующих контрольных пленках, устанавливая показания стрелочного прибора ручкой *6*

Для определения дозы β-излучения калиброванным прибором ИФКУ необходимо вставить пленку в обойму до упора, утопив обойму до появления на индикаторе поля позиции «β+γ», и по нижней шкале стрелочного прибора отсчитать суммарную эквивалентную дозу от β-частиц и фонового γ-излучения $H_{\beta+\gamma_\Phi}$. Далее обойма перемещается кнопкой «Смена поля» в положение, при котором на индикаторе загорается лампочка в позиции «γ_Φ», и по шкале прибора отсчитывают эквивалентную дозу фонового γ-излучения H_{γ_Φ}. Эквивалентная доза β-излучения определяется разностью этих величин $H_{\beta+\gamma_\Phi} - H_{\gamma_\Phi}$. Эквивалентная доза γ-излучения H_γ находится при перемещении обоймы в положение, при котором на индикаторе загорается лампочка позиции «γ» и отсчитывается показание по верхней шкале

Суммарную эквивалентную дозу γ-излучения и тепловых нейтронов $H_{\gamma+т.н}$ определяют при положении обоймы, при котором загорается лампочка в позиции «т н γ» индикатора Эквивалентная доза тепловых нейтронов определяется разностью показаний в позициях «т н +γ» и «γ», т е $H_{т.н+\gamma} - H_\gamma$.

11.2.5. Комплект термолюминесцентных дозиметров КДТ-1 «Пахра»

Комплект предназначен для индивидуального дозиметрического контроля в широком диапазоне экспозиционных доз γ-излучения (1—10^4 Р) и состоит из набора кассет с детекторами на основе LiF (Mg, Ti), а также измерительного пульта УПФ-01

Термолюминесцентные дозиметры из фтористого лития с добавками магния и титана выполнены в виде таблеток диаметром 0,5 см, толщиной 0,1 см и имеют компенсирующий фильтр для уменьшения зависимости показаний от энергии γ-излучения (хода с жесткостью) LiF (Mg, Ti) имеет два низкотемператур-

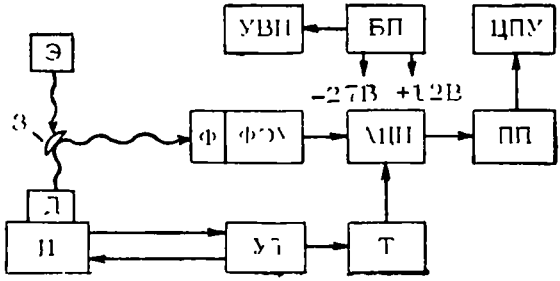


Рис 11 6

ных максимума термолюминесценции (383 и 423 К), составляющих при интегральном методе измерения до 40 % общей светосуммы. Эту величину относят к погрешности, обусловленной федингом, и не используют для определения экспозиционной дозы Интегральный метод измерения экспозиционной дозы связан с определением площади под кривой термовысвечивания (светосуммы) в области высокотемпературного максимума (465 К), где уменьшение показаний со временем (фединг) незначительно и для LiF (Mg, Ti) составляет 1 % в месяц.

Структурная схема измерительного пульта УПФ-01, работающего в термотаймерном режиме, представлена на рис. 11 6 Включение прибора приводит к установлению на поверхности нагревателя Н температуры T_1=400÷410 К узлом термостабилизации УТ. При размещении облученного детектора Д на поверхности нагревателя микропереключателем запускается таймер Т, с выхода которого сигнал «Сброс» поступает на пересчетный прибор ПП. Температура T_1 поверхности нагревателя поддерживается в течение 10 с За это время проходит нерегистрируемая ПП термолюминесценция, не несущая дозовой информации и связанная с опустошением мелких ловушек детектора Затем сигналом «Пуск» с выхода таймера Т запускается ПП и переключается УТ на температуру T_2=535 К. Термолюминесцентное излучение, несущее дозовую информацию и связанное с опустошением глубоких ловушек детектора, отражается от зеркала З, проходит через светофильтр Ф и поступает на ФЭУ, анодный ток которого преобразуется в частоту импульсов аналого-цифровым преобразователем АЦП. Эти импульсы сосчитываются пересчетным прибором ПП и выводятся на цифропечатающее устройство ЦПУ Через 15 с на выходе Т формируется сигнал «Стоп», останавливающий ПП УТ переключается на T_1, при достижении которой детектор извлекают из прибора, начинается новый цикл измерений с очередным детектором. В режиме контроля чувствительности зеркало З поворачивается на 90° и цикл измерений проводится на излучении источника Э эталонной яркости без введения детектора Основная погрешность прибора составляет ±15 % для экспозиционной дозы, превышающей 10 Р, и возрастает до +25 % при дозе, равной 1 Р.

11.2.6. Комплект термолюминесцентных дозиметров КДТ-02

Регистрация экспозиционных доз как хронического облучения, так и возможного аварийного облучения осуществляется комплектом термолюминесцент-

ных дозиметров типа КДТ-02 Комплект КДТ-02 предназначен для измерения экспозиционной дозы X γ-излучения с энергией от 0,06 до 1,25 МэВ в диапазоне $(0{,}03—1)\cdot10^{2}$ Р с основной погрешностью, равной $\pm(10+3/X)$ % Зависимость чувствительности дозиметров от энергии γ-излучения не превышает ±30 % в указанном интервале значений E_γ

Комплект включает дозиметры ДПГ-02, ДПС-11 с детекторами на основе фторида лития и ДПГ-03 с детекторами на основе бората магния, настольный пульт УПФ-02 для регистрации показаний детекторов, контрольный источник и вспомогательные устройства

Каждый дозиметр имеет три детектора для получения наиболее достоверной и надежной информации о значении X Измерение светосумм термолюминесцентных дозиметров проводится на пульте УПФ-02, структурная схема которого аналогична схеме прибора УПФ-01 с добавлением узла компенсации темнового тока ФЭУ и собственного фона детектора.

Компенсация производится автоматически перед началом каждого измерения Пульт УПФ-02 в зависимости от типа детектора может работать в трех ступенчатых режимах измерение светосуммы детекторов на основе фторида лития, измерение светосуммы детекторов на основе бората магния; измерение светосуммы любого другого термолюминесцентного детектора с температурой максимума на кривой термовысвечивания, не превышающей 523 К. В каждом режиме устанавливается определенная температура верхней и нижней ступени. Результаты измерений для каждого детектора выводятся на пересчетный прибор ПСО2-4 и на цифропечатающее устройство БЗ-15М

11.2.7. Комплект аварийных индивидуальных стеклянных дозиметров типа ИКС-А

Дозиметры ИКС-А используют для измерения больших экспозиционных доз γ-излучения $0{,}5—8\cdot10^{3}$ Р с погрешностью ±15 % в аварийных условиях. Дозиметры диаметром 8 мм, толщиной 1 мм изготовлены из термолюминесцентного алюмофосфатного стекла марки ИС-7 (равные доли $Al_2O_3\cdot3P_2O_5$ и $Mg\ P_2O_5$ с добавкой 0,1 % активатора MnO_2) Дозиметры имеют фильтр для сглаживания хода с жесткостью до ±20 % в диапазоне 50 кэВ — 1,25 МэВ, закрывающий 80 % поверхности и состоящий из свинцовой пластинки на алюминиевой подложке (толщины 0,35 и 0,5 мм соответственно) Потери дозиметрической информации (фединг) не превышают 32 % за 1 год Для определения экспозиционной дозы облученный аварийный дозиметр нагревается в измерительном пульте до 640 К. В измерительный пульт входят терморегулятор, ФЭУ, интегратор тока, реле времени, преобразователь напряжения и нагреватель (см. рис. 6 18)

Электрический ток, возникающий на выходе ФЭУ под действием термолюминесцентного излучения детектора, интегрируется в течение времени термического высвечивания, после чего детектор поступает в загрузочное устройство (см рис 6 19)

Если детектор *7* находится в нагревательном элементе *6*, то входной *9* и выходной *2* каналы загрузочного устройства перекрыты, и свет от внешнего источника не проходит внутрь прибора (рис 6 19, положение *а*). При нажатии на рукоятку *1* отверстия в подвижной *4* и неподвижной *3* частях корпуса устройства совмещаются и каналы *9*, *2* открываются (рис. 6.19, положение *б*).

При этом нижний упор *5* уходит из-под детектора *7*, который выпадает в приемник, а верхний упор *8* перемещается к верхнему каналу и удерживает очередной детектор, поступивший в устройство. При перемещении рукоятки *1* вверх (положение *в*) второй детектор попадает в нагревательный элемент *6* и удерживается нижним упором *5*. После этого можно измерять показание детектора.

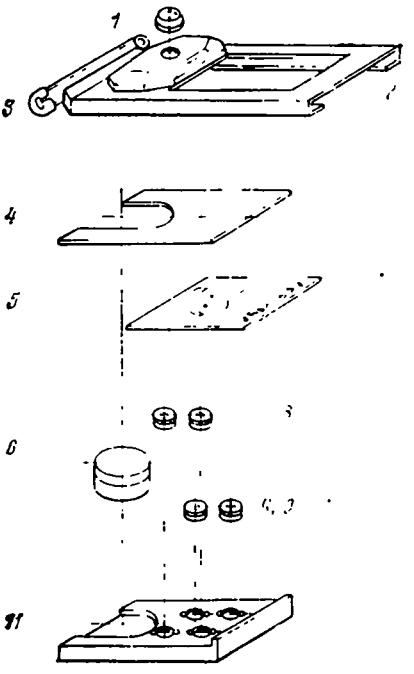


Рис 11 7

1.2.8. Индивидуальный аварийный дозиметр β-, γ- и нейтронного излучения «Гнейс»

Индивидуальный аварийный дозиметр «Гнейс» (рис 11 7) предназначен для измерения дозы γ-излучения (5—$5\cdot10^3$ рад), поверхностной (кожной) дозы β- и γ-излучений (1—10^3 рад), дозы тепловых нейтронов (0,005—50 рад), дозы промежуточных и быстрых нейтронов (5—$5\cdot10^3$ рад)

Дозу γ-излучения измеряют термолюминесцентным детектором из алюмофосфатного стекла ИС-7. Стеклянная пластинка диаметром 8 мм и толщиной 1 мм помещена в алюминиевый корпус с компенсирующими фильтрами.

Чувствительность γ-дозиметра к промежуточным и быстрым нейтронам в 20 раз меньше, чем для γ-излучения. Показания γ-детектора определяются на измерительном пульте комплекта ИКС-А. Доза γ- и β-излучений на открытых участках кожи регистрируется пластинкой из стекла ИС-7 толщиной 4 мм, которая закрыта слоем, имитирующим роговой слой эпителия. Показания детектора определяются на том же измерительном пульте, имеющем переключатель для перехода к режиму измерения кожной дозы.

Для регистрации тепловых нейтронов в алюмофосфатное стекло вводится литий в количестве, обеспечивающем дозовую чувствительность к тепловым нейтронам, на два порядка лучшую по сравнению с чувствительностью к γ-излучению.

Потери дозиметрической информации (фединг) при хранении облученных термолюминесцентных дозиметров составляют 5 % за первые сутки и 18 % за 2,5 мес.

Тканевая доза промежуточных и быстрых нейтронов измеряется детектором деления на основе алюминиевого сплава, содержащего 10—14 % делящегося изотопа ^{237}Np. Осколки деления создают треки в пластинке из силикатного стекла или слюды, которая находится в контакте с детектором деления. Участки с поврежденной кристаллической структурой вдоль трека имеют повышенную растворимость и при травлении фтористоводородной кислотой превращаются в видимые следы продуктов деления, число которых определяется с помощью микроскопа.

Трековый дозиметр окружен фильтром из ^{10}B, необходимым для компенсации подпорогового деления ^{237}Np, который не может использоваться как пороговый детектор, если неизвестен спектр нейтронов

Важно подчеркнуть, что содержание ^{237}Np в сплаве с алюминием и толщину фильтра из ^{10}B выбирают таким образом, чтобы чувствительность дозиметра следовала зависимости тканевой дозы от энергии нейтронов Определение тканевой дозы сводится к счету числа треков с помощью микроскопа и умножением полученной величины на дозовую цену трека, которая для различных нейтронных спектров находится с погрешностью, не превышающей ±10 %, и равна 2,3±0,2 мрад/(трек·мг ^{237}Np) при площади детектора 1 см^2 Достоинствами трекового дозиметра являются нечувствительность к γ-излучению и сохранение показаний в течение значительного времени Однако длительность определения показаний данного дозиметра весьма велика ($1{,}5 \cdot 10^4$ с) по сравнению с аналогичным значением для термолюминесцентного дозиметра (10 с)

Быстрая первичная оценка тканевой дозы нейтронов производится родиевым детектором, помещенным внутрь борного фильтра для уменьшения активации промежуточными и тепловыми нейтронами При неупругом рассеянии нейтронов на ядрах ^{103}Rh образуется изомерное ядро ^{103m}Rh, которое переходит в нормальное состояние с периодом полураспада $T_1/_2 = 3{,}42\ 10^2$ с испуская γ-излучение с энергией $E_\gamma = 40$ кэВ. Энергетическая зависимость сечения данной реакции аналогична соответствующей зависимости тканевой дозы для быстрых нейтронов При поглощении γ-излучения с энергией $E_\gamma = 40$ кэВ на K оболочке атома ^{103}Rh появляются вакансии вследствие вылета конверсионных электронов Заполнение вакансий электронами с более удаленных от ядра оболочек приводит к образованию характеристического рентгеновского излучения ($E_\gamma = 20{,}2$ кэВ) Выход изомерных ядер ^{103}Rh, определяющий значение тканевой дозы, находится по данному рентгеновскому излучению γ-спектрометром

Конструктивно аварийный дозиметр «Гнейс» (рис 11 7) оформляется в виде полиэтиленовой кассеты, в корпусе *11* которых имеются четыре гнезда для двух дозиметров *7, 8* γ-излучения и двух дозиметров *9, 10* тепловых нейтронов Два трековых детектора *6* — родиевый детектор и дозиметр кожной дозы — расположены в крышке *2* кассеты, которая двигается в корпус *11* и фиксируется винтом с пломбой Между крышкой и корпусом имеется закрытая целлулоидом *4* фотография *5* работника с фамилией, инициалами и номером дозиметра На крышке кассеты прикреплена булавка *3*, которой дозиметр пристегивается к одежде

11.2.9. Индивидуальный дозиметр ДКС-04 «Стриж»

Индивидуальный дозиметр типа ДКС 04 «Стриж» (рис 11 8) предназначен для измерения мощности экспозиционной дозы γ излучения с энергией от 0,05 до 3,0 МэВ в диапазоне $7{,}2\ 10^{-12}$—$1{,}1\ 10^{-8}$ Кл/(кг с) и экспозиционной дозы в диапазоне $2{,}6\ 10^{-7}$—$2{,}6\ 10^{-3}$ Кл/кг с погрешностью ±25 % Энергетическая зависимость чувствительности детектора составляет ±25 % в указанном интервале значений E_γ

Детектором γ излучения является малогабаритный газоразрядный счетчик типа СБМ 21 с дополнительным цилиндрическим кадмиевым фильтром в стенке которого имеется 16 продольных и 17 поперечных прорезей для уменьшения энергетической зависимости чувствительности (особенно при $E_\gamma < 0{,}6$ МэВ), а

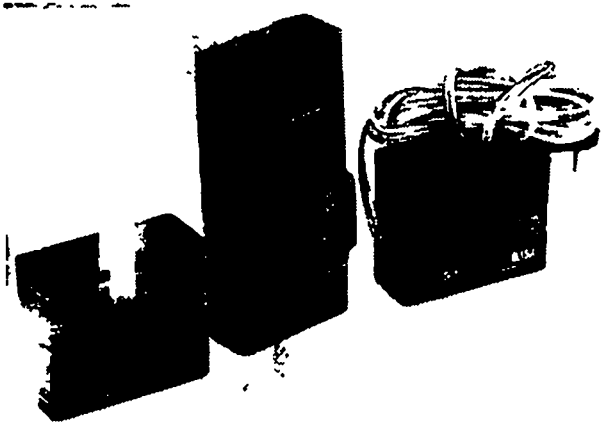


Рис 118

также анизотропии чувствительности к γ- и β-излучению Применение кадмия позволяет увеличить чувствительность детектора к тепловым нейтронам в 4 раза вследствие регистрации захватного γ-излучения Кроме того, уменьшается зависимость чувствительности счетчика от E_γ вследствие отсутствия у кадмия K-скачка при малых значениях E_γ

Измеренное значение мощности экспозиционной дозы постоянно выводится на четырехразрядное цифровое табло на жидких кристаллах Значение экспозиционной дозы полученной оператором, появляется на табло при нажатии на кнопку Контрастность семисегментных цифр на табло не зависит от уровня внешней освещенности, а их размер позволяет считывать показания с расстояний нескольких метров Сброс показаний на табло происходит при выключении прибора

Прибор ДКС-04 имеет световую и звуковую сигнализацию, работающую в режимах «Поиск» и «Порог экспозиционной дозы» В первом режиме сигнализация срабатывает от каждого импульса счетчика Во втором режиме сигнализация имеет девять порогов и включается при превышении дискретных значений дозы, равных $2{,}6 \cdot 10^{-7}$ Кл/кг

Дозиметр питается от семи аккумуляторов типа Д-01, расположенных в отдельном отсеке, из которого на боковые поверхности основания прибора выведены два контакта для подсоединения зарядного устройства

Простейшими модификациями дозиметра ДКС-04 являются приборы типов ДРС-01 и ДЭС-04 Прибор ДРС-01 предназначен для определения уровня мощности экспозиционной дозы по числу включающихся порогов сигнализации, а также для оценки плотности потоков фотонов β-частиц и тепловых нейтронов. Дозиметр ДЭС-04 имеет такие же режимы работы, как индикатор ДРС-01, и позволяет измерять значения экспозиционной дозы в диапазоне $2{,}6 \cdot 10^{-8}$—$2{,}6 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг

На базе приборов «Стриж» возможно создание аварийных дозиметров, а также приборов для работы с централизованными устройствами сбора, обработки и хранения информации

Для индивидуального контроля при проведении работ особой радиационной опасности используют дозиметр-сигнализатор типа ДЭГ-07, регистрирующий экспозиционные дозы γ-излучения в диапазоне $(0{,}26—12{,}9)\cdot10^{-4}$ Кл/кг с основной погрешностью ±20 %. Зависимость чувствительности дозиметра от значений E_γ не превосходит ±25 % в диапазоне 0,1—1,25 МэВ. Прибор имеет 10 порогов звуковой сигнализации. Отсчет значений измеренной экспозиционной дозы производится по светодиодному индикатору.

11.3. ПЕРЕНОСНЫЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ДОЗИМЕТРИЧЕСКОГО И РАДИАЦИОННОГО ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ

11.3.1. Дозиметр рентгеновского и γ-излучения ДРГЗ-1 «Аранс»

Дозиметр предназначен для измерения средней мощности экспозиционной дозы непрерывного и импульсного (длительность импульсов не ниже 0,5 мкс, частота следования — не ниже 1 Гц, максимальная мощность экспозиционной дозы в импульсе — не более 20 Р/с) рентгеновского и γ-излучений с эффективной энергией от 15 до 1250 кэВ в диапазоне 0,1—100 мкР/с.

Дозиметр работоспособен в постоянном магнитном поле напряженностью до 16 кА/м, в поле СВЧ-излучения с плотностью энергии не выше 10 Вт/м², а также на уровне допустимой плотности потока быстрых нейтронов при измерении допустимой мощности экспозиционной дозы рентгеновского и γ-излучений. Основная погрешность измерения не более ±15 % на всех поддиапазонах относительно конечного значения шкалы соответствующего поддиапазона.

Дозиметр (рис. 11.9) состоит из блока детектирования с держателем и пульта управления.

В стальном цилиндрическом корпусе блока детектирования размещены фотоумножитель ФЭУ-93 со световодом и схема умножения напряжения для питания ФЭУ. У переднего торца корпуса находятся воздухоэквивалентный комбинированный сцинтиллятор [вверху — ZnS (Ag), внизу — пластмасса на основе полистирола] со световым затвором, перекрывающим световой поток от сцинтиллятора к ФЭУ. Воздухоэквивалентность достигается подбором определенной массовой доли ZnS (Ag) для устранения энергетической зависимости эффективности регистрации в пределах погрешности ±20 % в диапазоне эффективных энергий 0,015—1,25 МэВ.

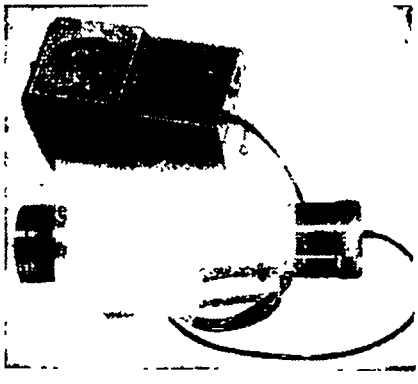


Рис. 11.9

В пульте управления размещены: экранированный усилитель постоянного тока (УПТ), переменное сопротивление «Уст. нуля», переключатель поддиапазонов, переключатель частоты, стрелочный прибор, контакты для подключения шнура питания от сети переменного тока, блок стабилизации напряжения при питании от 12 окисно-ртутных элементов типа РЦ-85.

Импульсы от ФЭУ-93, регистрирующего вспышки сцинтиллятора и работающего в токовом режиме, подаются

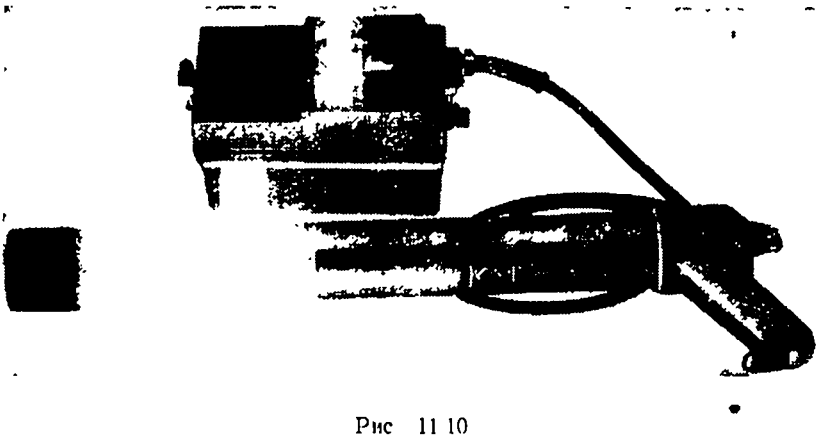


Рис 11 10

на интегрирующую схему, средний ток на выходе последней усиливается УПТ и измеряется стрелочным прибором

После включения проверяется ток стабилизации, устанавливается нуль при закрытом световом затворе и проводится проверка дозиметра по контрольному источнику ^{90}Sr при полностью открытом затворе (кольцо затвора должно доходить до упора)

11.3.2. Сцинтилляционный геологоразведочный прибор СРП68-01

Дозиметр типа СРП68-01 предназначен для измерения мощности экспозиционной дозы γ-излучения в диапазоне 0—$3 \cdot 10^5$ мкР/с с основной погрешностью ±10 %. Диапазон измерений разбит на 5 поддиапазонов. Максимальное значение измеряемой мощности экспозиционной дозы значительно больше, чем для дозиметра ДРГЗ-3 «Аракс»

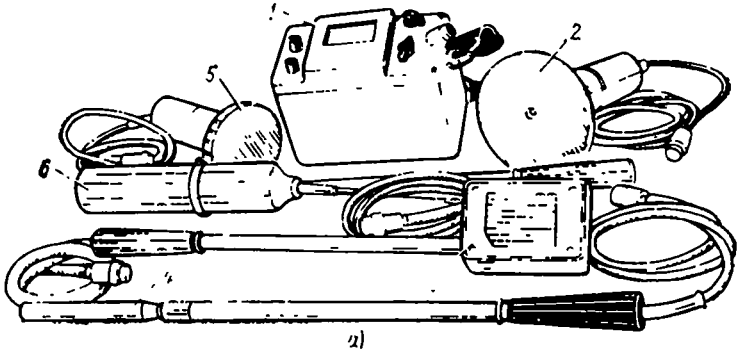
Прибор состоит из выносного блока детектирования типа БДГ4-01, подключенного к носимому пульту (рис 11 10) В блоке детектирования размещены сцинтиллятор NaI (Tl) и ФЭУ с устройством питания. Пульт содержит электрическую схему интенсиметра, стабилизатор питающего напряжения и батарейный отсек, в котором находятся 9 элементов типа 343

Импульсы с выхода блока детектирования поступают на аналоговый измеритель скорости счета, работающий в диапазоне 0—$1 \cdot 10^4$ имп/с Значение тока, пропорциональное скорости счета, измеряется стрелочным индикатором. Для уменьшения зависимости чувствительности дозиметра от энергии γ-излучения поступающие импульсы дискриминируются по амплитуде с порогом, равным в энергетической шкале 302±15 кэВ

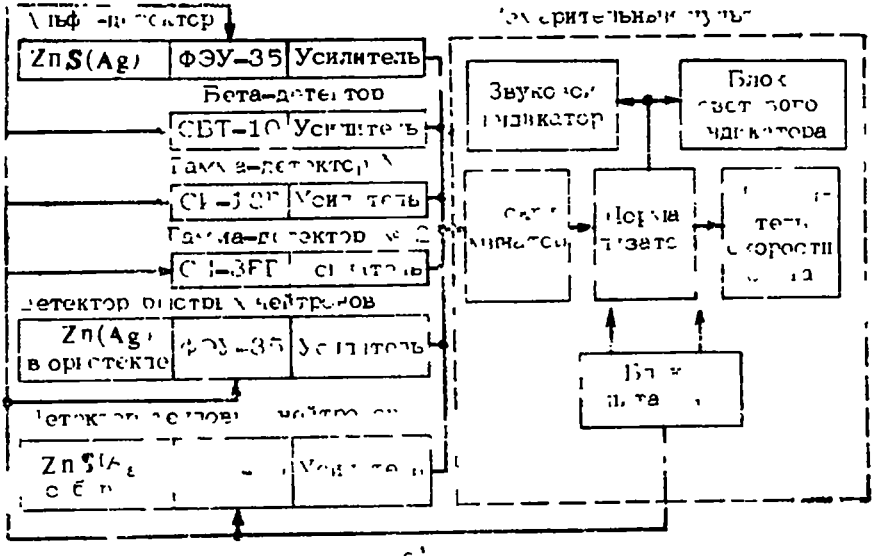
Проверка дозиметра проводится по контрольному источнику ^{60}Co

11.3.3. Переносной универсальный радиометр РУП-1

Радиометр РУП-1 (рис 11 11, *а*) состоит из измерительного пульта *1* и шести сменных детекторов: альфа-детектора *2*, бета-детектора *3*, гамма-детектора № 1 *4*, гамма детектора № 2, детектора быстрых нейтронов *5*, детектора тепловых нейтронов *6*



а)



б)

Рис. 11.11

Радиометр предназначен для обнаружения и измерения степени α активности поверхностей от 10^2 до $3\cdot10^5$ Бк/см² (при уровне фона до 50 мкР/с) и β активности поверхностей от 10^3 до 10^6 Бк/см² для определения мощности экспозиционной дозы γ излучения в пределах от 0,2 до 10^4 мкР/с детектор № 1 и от 2 до 10^4 мкР/с детектор № 2 для измерения плотности потоков тепловых и быстрых нейтронов от $2\cdot10^2$ до 10^5 нейтр./(см²·с) при уровне γ фона до 500 мкР/с. Основная погрешность измерения не превышает ±20 %.

Детекторами γ излучения являются газоразрядные счетчики СИ-13Г (детектор № 1) и СИ-3БГ (детектор № 2) β излучение регистрируется галогенным торцевым счетчиком СБТ-10. Для регистрации α частиц применяют сцинтиллятор ZnS(Ag) для быстрых нейтронов — ZnS(Ag) в органическом для тепловых нейтронов — ZnS(Ag) с соединениями бора.

Блок-схема прибора показана на рис. 11.11, б.

В зависимости от вида излучения к измерительному пульту подключают один из шести сменных детекторов

Электрические импульсы от детектора по кабелю поступают в измерительный пульт где дискриминируются и затем формируются по амплитуде и длительности Сформированные импульсы поступают в измеритель скорости счета Интегрирующий контур измерителя скорости счета вырабатывает напряжение, которое пропорционально скорости поступления импульсов на его вход Среднее значение этого напряжения измеряют стрелочным прибором Стрелочный прибор снабжен сменными шкалами и отградуирован в единицах мощности экспозиционной дозы или плотности потока ионизирующего излучения

Регистрация малых значений загрязненности α активными веществами производится отсчетом отдельных импульсов каскада световой или звуковой индикации

Питание газонаполненных счетчиков и ФЭУ осуществляется от преобразователя напряжения Блок питания обеспечивает низковольтным напряжением все каскады выполненные на транзисторах

Питание радиометра осуществляется от сети переменного тока либо от источника постоянного тока (аккумулятора СЦС-15 или батареи 11 5 ПМЦГ У 1 3)

11.3.4. Блок детектирования БДЗА2-01 «Брусника»

Блок детектирования БДЗА2 01 «Брусника» (рис 11 12) предназначен для контроля загрязненности рук, тела и одежды α активными веществами а также регистрации α частиц в производственных и лабораторных условиях при $E_\alpha \geq 5$ 15 МэВ Детектором α частиц служит слой сцинтиллятора ZnS (Ag), нанесенный на оргстекло толщиной 0 1 мм диаметром 160 мм и упакованный в светозащитный контейнер Эффективность регистрации α частиц данным детектором не менее 52 %

Для предохранения светозащитного экрана от механических повреждений или загрязнения радиоактивными веществами на блок детектирования может устанавливаться сменная пленка ПЭТФ толщиной 3—5 мкм, поджимаемая к детектору манжетой с сеткой Указанный способ механической защиты детектора снижает эффективность регистрации до 12 % и чувствительность регистрации — до 0 1 имп/Бк Детектор может использоваться при максимально допустимом значении γ фона, равном 10 мкР с

Блок детектирования состоит из сцинтилляционного детектора фотоумножителя ФЭУ 49Б узла включения ФЭУ блока выходного каскада высоковольтного преобразователя узла подключения и кожуха Световые вспышки сцинтиллятора ZnS (Ag) возникающие при попадании α частиц регистрируются ФЭУ где преобразуются в импульсы напряжения Оптический контакт между детектором и ФЭУ осуществляется с помощью вазелина КВ 3 Импульсы с

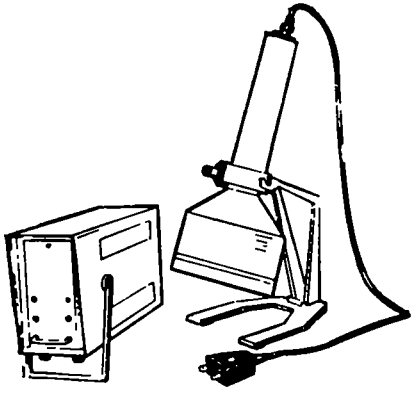


Рис 11 12

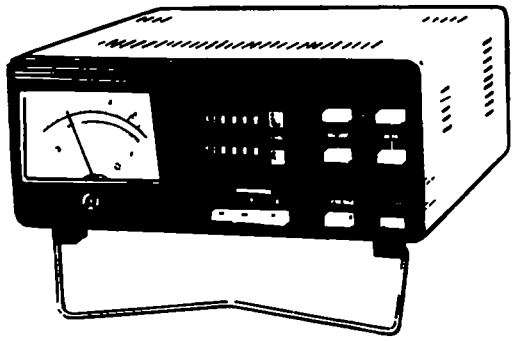


Рис 11 13

ФЭУ усиливаются и формируются в блоке выходного каскада, на выходе которого возникает прямоугольный импульс отрицательной полярности с амплитудой 2,5±0,5 В

Питание блока детектирования осуществляется от блока питания типа 591±100 («Александрит») или ему подобного с необходимыми параметрами

Во всем диапазоне измерений блока детектирования он может работать с регистрирующим прибором типа РУП-1

11.3.5. Измеритель скорости счета УИМ2-2 «Актиния»

Прибор типа УИМ2-2 «Актиния» (рис 11 13) предназначен для измерения средней скорости счета импульсов и сигнализации о превышении ее заданных пороговых значений Скорость счета измеряется в диапазоне 0,3—10^4 имп/с с автоматическим переключением имеющихся восьми поддиапазонов с погрешностью, равной ±20 % предельного значения шкалы на первом поддиапазоне (0,3—3,0 имп/с) и ±10 % — на остальных.

Импульсы поступают от унифицированных блоков детектирования α-, β-, γ- и нейтронного излучений. Блок детектирования α-частиц типа БЗДА2-01 измеряет плотность потока α-частиц в диапазоне 2 10^2—$2 \cdot 10^6$ част/(м²·с) Блоки детектирования БДБ2-01 и БДБ2 02 измеряют плотность потоков β частиц в диапазонах 2 10^2—$5 \cdot 10^5$ част/(м²·с) и $8 \cdot 10^2$—$8 \cdot 10^5$ β-част/(м² с), что соответствует скорости счета в диапазонах 2.0—$5 \cdot 10^4$ и 2,5—$2,4 \cdot 10^5$ имп/с

Прибор УИМ2 2 может работать в комплекте с блоками детектирования γ-излучения типов ДГ 2, ДГ-1 и ДГ 3, в которых детекторами являются газоразрядные счетчики СИ-1Г ($5 \cdot 10^{-2}$—10 мкР/с), СИ-13Г (0,3—10^2 мкР/с), СИ ЗБГ (3—10^3 мкР/с), обеспечивающие скорости счета в диапазонах 1,7—1,5× ×10^4, 3,0—$2,5 \cdot 10^3$, 2,6—$9,0 \cdot 10^3$ имп/с

11.3.6. Радиометр РВ-4 «Дымка»

Радиометр РВ-4 «Дымка» является переносным прибором для обнаружения и периодического измерения объемной активности долгоживущих α- и β-активных аэрозолей и β активных газов при $E_\alpha > 1$ МэВ $E_\beta > 1$ 2 МэВ без разделения короткоживущих и долгоживущих составляющих

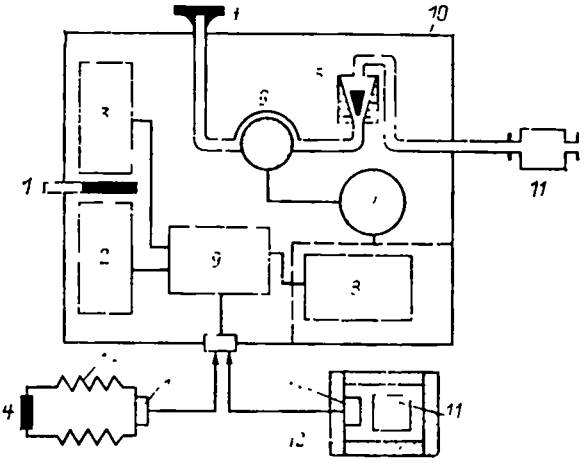


Рис 11 14

Прибор измеряет объемную активность α-активных аэрозолей от 3,7 до $3{,}7 \cdot 10^3$ Бк/м³ (по ^{239}Pu), β-активных аэрозолей — в диапазоне 37—$3{,}7 \cdot 10^4$ Бк/м³ (для $^{90}Sr+^{90}Y$), β активных газов в диапазоне $3{,}7 \cdot 10^4$—$3{,}7 \cdot 10^7$ Бк/м³ (для ^{32}P). Основная погрешность прибора составляет ±40 %. Блок-схема радиометра РВ-4 показана на рис 11 14

Воздух, содержащий радиоактивные аэрозоли, прокачивают воздуходувкой *6* ПРВ 1 через фильтр *4*, который установлен в воздухозаборной воронке Скорость прокачки измеряется ротаметром *5* Активность, накопленная на фильтре за время прокачки, обусловлена естественными короткоживущими аэрозолями (продукты распада радона) и искусственными короткоживущими аэрозолями, поэтому для определения концентрации последних активность фильтра измеряют спустя 3 ч после окончания прокачки

Измерение α-активности фильтра *1* производится на пульте радиометра *10* сцинтиллятором ZnS (Ag) с ФЭУ-352, β-активности — торцевым счетчиком СБТ-112 с использованием измерительной схемы *9* и блока питания *8*.

Для измерения β активности газов радиометр имеет две камеры: малую *11* в свинцовом домике *12* для уменьшения влияния фона и большую складную *14* из пластикатовой армированной пленки со счетчиком СБТ-1013, который установлен в одном из фланцев

Счетчик отделен от рабочего объема камеры органической пленкой толщиной 5 мкм, наклеенной на проем во фланце По центру второго фланца имеется отверстие для наполнения камеры воздухом при ее растягивании.

Прокачка воздуха через малую ионизационную камеру осуществляется воздуходувкой радиометра РВ-4 через фильтр типа АФА

11.3.7. Радиометр газов поисковый РГБЗ-01 «Ломонос»

Радиометр РГБЗ-01 «Ломонос» (рис 11 15) предназначен для контроля радиационной обстановки в обслуживаемых помещениях АЭС при измерении объемной активности радиоактивных газов в воздухе и мощности экспозицион-

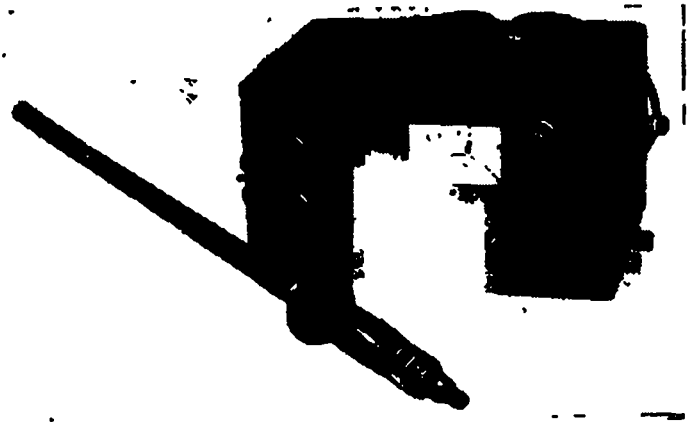


Рис 11 15

ной дозы γ-излучения, а также для оперативного обнаружения протечек радиоактивных газов в технологическом оборудовании АЭС

Объемная активность радиоактивных газов при максимальной энергии излучения, превышающей 0,1 МэВ, определяется в диапазоне $3{,}7 \cdot 10^{5}$—$3{,}7\ 10^{11}$ Бк/м³. Основная погрешность измерения концентрации отдельных изотопов в воздухе составляет ±30 %, для смеси с неизвестным относительным содержанием изотопов осколочного происхождения и инертных газов равна ±60 %.

Принцип действия радиометра основан на измерении тока проточной ионизационной камеры, который пропорционален концентрации газообразных радионуклидов в контролируемом воздухе Структурная схема радиометра показана на рис. 11.16 Воздух, отбираемый у контролируемой поверхности через щуп-воздухозаборник, прокачивается мембранным насосом *4* типа МН-01 через проточную ионизационную камеру *5*, соединенную по дифференциальной схеме с компенсационной камерой *6* Напряжение от сетевого *1* или батарейного *2* (две батареи по 14 элементов типа РЦ-82) блока питания подается на блок *3* преобразования и стабилизации напряжения, а с выхода последнего — на ионизационные камеры и электронную измерительную схему *7*

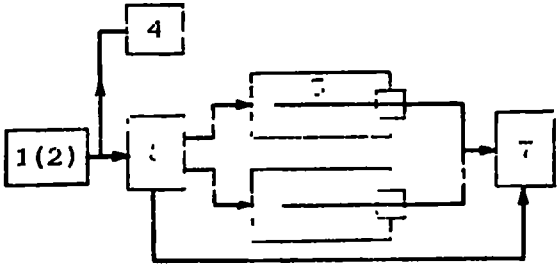


Рис 11 16

Мощность экспозиционной дозы γ-излучения измеряется в диапазоне 0,3—30 мкР/с с основной погрешностью ±30 %. Время непрерывной работы радиометра РГБ3-01 составляет 8 ч, масса прибора 7 кг

11.3.8. Радиометр 2522-02 «Ясень-III»

Радиометр типа 2522-02 «Ясень-III» предназначен для оперативного контроля объемной β-активности питьевой воды в открытых водоемах, обусловленной долгоживущими продуктами деления ($^{90}Sr+^{90}Y$, $^{144}Ce+^{144}Pr$, ^{137}Cs, $^{106}Ru+^{106}Rh$, ^{131}I), в диапазоне $1{,}8\cdot10^{1}$—$1{,}8\cdot10^{5}$ Бк/м³ при энергиях β-частиц от 0,2 до 5,0 МэВ Основная погрешность измерения составляет ±35 %. Детектором β-излучения служит пластмассовый сцинтиллятор, состоящий из десяти пластин площадью 100 см² и толщиной 0,25 см, работающих как световоды полного внутреннего отражения Сцинтиллирующие пластины находятся в непосредственном оптическом контакте с фотокатодом ФЭУ-82.

В состав радиометра, кроме сцинтилляционного блока детектирования, блока сетевого питания и электронного пульта, могут быть включены блок концентрирования водной пробы и блок детектирования на основе газоразрядных счетчиков типа СИ-8Б.

Пороговая чувствительность радиометра, Бк/м³, при наличии свинцовой защиты блока детектирования составляет $3\cdot10^{2}$ (^{60}Co, $^{144}Ce+^{144}Pr$, $^{106}Ru+^{106}Rh$), $4\cdot10^{2}$ ($^{90}Sr+^{90}Y$), $7\cdot10^{3}$ (^{137}Cs), $1{,}7\cdot10^{4}$ (^{131}I).

11.3.9. Радиометр 2323-01 «Бнота»

Радиометр 2323-01 предназначен для градуировки и проверки радиометров β-активных газов в производственных условиях, а также для измерения объемной активности β-активных газов (^{41}Ar, ^{85}Kr, ^{133}Xe и их смесей в воздухе) в диапазоне $1{,}8\cdot10^{1}$—$9\cdot10^{8}$ Бк/м³. Детектор радиометра — ионизационная камера — заполняется воздухом, содержащим газообразные радиоактивные примеси, с помощью встроенной воздуходувки или внешней воздухозаборной системы. Возникающий ионизационный ток пропорционален объемной активности газа. Основная погрешность измерения концентрации радиоактивных инертных газов (^{41}Ar, ^{85}Kr, ^{133}Xe) не превышает ±10 %, для смеси изотопов неизвестного состава (^{41}Ar и изотопов инертных газов осколочного происхождения) — не более ±35 %.

1.4. СТАЦИОНАРНАЯ ДОЗИМЕТРИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА

11.4.1. Микрорентгенометр «Кактус»

Микрорентгенометр «Кактус» — стационарный прибор, предназначенный для измерения мощности экспозиционной дозы γ-излучения в пределах от 0,1 до 2000 мкР/с при работе с ионизационной камерой АГ (ДИГ-5). Он снабжен звуковым и световым сигнальным устройством, которое автоматически срабатывает, если мощность экспозиционной дозы от гамма-источника превышает заранее установленную величину Основная погрешность измерения не более ±10 %. Прибор допускает подсоединение самописца с сопротивлением не более 100 Ом. Микрорентгенометр «Кактус» (рис 11.17) состоит из основного блока СП (*а*) и выносного блока СР (*б*) К выносному блоку подсоединяется стеночная ионизационная камера (*в*)

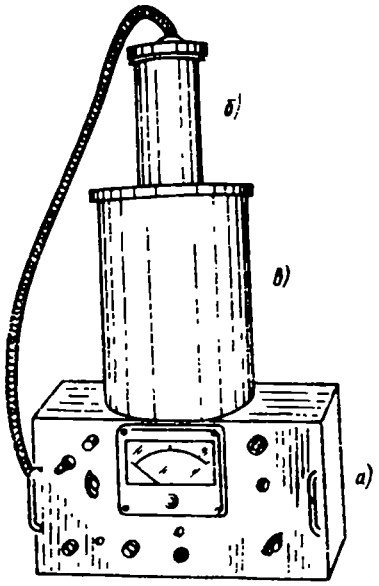


Рис 11 17

На передней панели блока СП расположены стрелочный прибор со шкалой, градуированной в мкР/с, и органы управления.

Выносной блок СР (*б*) соединяется экранированным кабелем с основным блоком СП (*а*) Ионизационные камеры могут быть сменными различной емкости Например, проточные ионизационные камеры типов ДЗ-20, ДЗ-70 совместно с прибором «Кактус» обеспечивают измерение объемных активностей в диапазоне 1,8·10⁴—1.8 10⁹ Бк/м³ по ⁴¹Ar

Блок схема микрорентгенометра «Кактус» представлена на рис 11.18. Под действием ионизирующего излучения в цепи ионизационной камеры протекает ток, пропорциональный мощности экспозиционной дозы Этот ток предварительно усиливается в выносном блоке и затем — балансным усилителем основного блока В цепь балансного усилителя включен стрелочный прибор Проходящий по стрелочному прибору ток соответствует определенной мощности экспозиционной дозы, регистрируемой ионизационной камерой После усиления напряжение подается на каскад сигнального устройства, которое работает на исполнительные органы (реле). При превышении установленного порога в сигнальном устройстве срабатывает реле, замыкаются контакты питания звуковой и световой сигнализации Блок питания снабжает всю схему микрорентгенометра необходимым напряжением Блок питания датчика выдает стабилизированное фиксированное напряжение на камеру, которое обеспечивает в ней ток насыщения В приборе предусмотрена возможность проверки схемы от сети

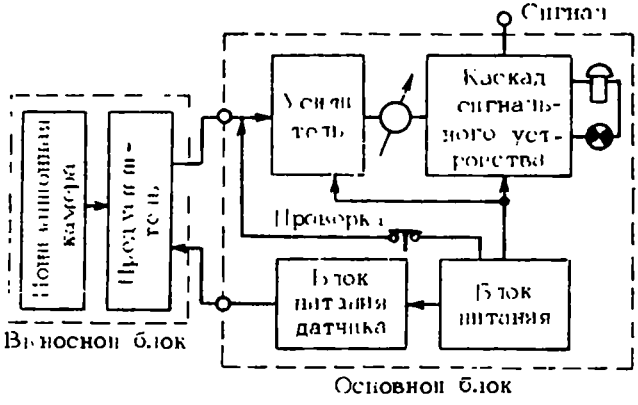


Рис 11 18

Питание микрорентгенометра осуществляется от сети напряжением 127 или 220 В

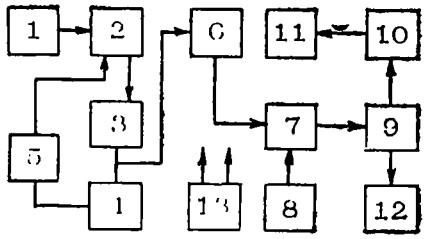


Рис 11 19

11.4.2. Измеритель мощности дозы цифровой ИМДЦ-70

Стационарный микрорентгенометр типа ИМДЦ 70 предназначен для измерения мощности экспозиционной дозы γ-излучения с энергией от 0,15 до 1,3 МэВ в диапазоне 0,1—$1 \cdot 10^4$ мкР/с с основной погрешностью ±10 %. Дополнительная погрешность, обусловленная зависимостью показаний от энергии γ-излучения, не превышает ±20 % в указанном интервале значений

При повышении установленной мощности экспозиционной дозы включается звуковая и световая сигнализация прибора, а также замыкаются контакты внешней сигнализации

Микрорентгенометр ИМДЦ-70 состоит из выносного блока детектирования на основе токовой ионизационной камеры и регистратора с цифровой индикацией результатов измерения на электролюминесцентном устройстве. Блок детектирования может быть удален на расстояние до 100 м от регистратора Функциональная схема прибора показана на рис 11 19

Ток ионизационной камеры *1* объемом 5 $см^3$ создает падение напряжения на высокоомном резисторе Это напряжение преобразуется динамическим конденсатором *2* в переменное, которое усиливается *3*, затем выпрямляется синхронным детектором *4* Генератор *5* подает возбуждающее напряжение на динамический конденсатор и опорное напряжение на синхронный детектор Постоянное напряжение с выхода блока детектирования подается на вход блока сравнения *6*, где преобразуется в двоично-десятичный код Блок сравнения управляется блоком триггеров *7*, которые имеют два устойчивых состояния, поочередно изменяемых блоком распределителей импульсов *8* Блок дешифратора *9* служит для получения семеричного кода, управляющего блоком генераторов *10* возбуждения электролюминесцентного устройства *11*, цифры которого состоят из семи сегментов Светящиеся сегменты образуют очертания цифр, соответствующих значению измеряемой мощности экспозиционной дозы γ-излучения Блок сигнализации *12* состоит из схем точной установки нуля, звуковой и световой сигнализации, а также сигнализации переполнения поддиапазона Напряжение на блок питания *13* подается от сети переменного тока Прибор рассчитан на непрерывную работу в течение 24 ч

11.4.3. Базовый блок детектирования БДБСЗ-1еМ «Воря»

Базовый блок детектирования типа БДБСЗ-1еМ «Воря» (рис 11 20) предназначен для регистрации и спектрометрии фотонов в диапазоне энергий 0,03—3 МэВ, α-частиц — 1—10 МэВ, β-частиц — 0,05—3 МэВ Для спектрометрии γ-излучения применяют сцинтилляторы NaI (Tl) Кристаллы размером 6,3×6 3 см имеют при $E_\gamma = 0{,}66$ МэВ энергетическое разрешение и эффективность регистрации соответственно 13 и 52 %, размером 4×4 см — 11 и 45 %. При спектрометрии β-частиц используют органический сцинтиллятор (антрацен)

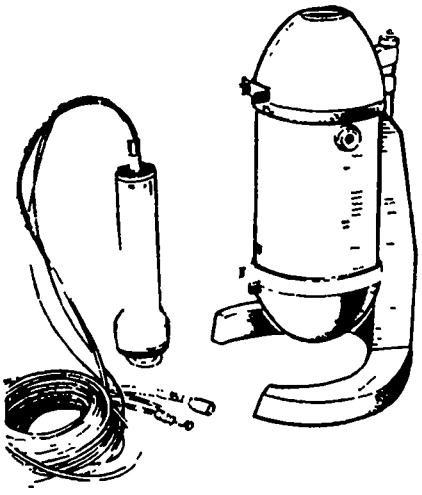


Рис 11 20

размером 2 5×1 0 см с энергетическим разрешением и эффективностью регистрации при E_β =0 62 МэВ, соответственно равными 17 и 20 %

Сцинтиллятор CsI (Tl) размером 6 3×0 35 см применяют для спектрометрии α частиц с энергетическим разрешением 15 % эффективностью регистрации 60 % при E_α =5 3 МэВ

11.4.4. Радиометр РКС2-02 «Калина»

Радиометр РКС2 02 «Калина» предназначен для измерения в воздухе объемной концентрации долгоживущих β-активных аэрозолей паров радионуклида ^{131}I и β активных газов (рис 11 21)

Объемная активность долгоживущих **β-излучающих аэрозолей** измеряется в диапазоне 1—1 10 Бк/м³ у активность ^{131}I — в диапазоне 10 1 10³ Бк/м³ с основной погрешностью не более ±70 %

Объемная активность радиоактивных инертных газов измеряется в диапазо-

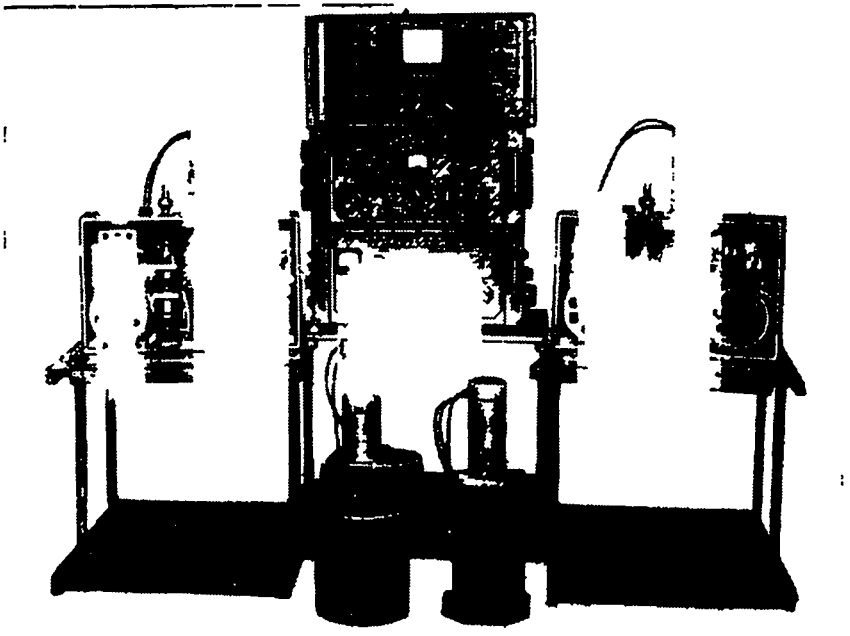


Рис 11 21

не $3.7 \cdot 10^{5}$—$3.7 \cdot 10^{8}$ для ^{41}Ar $5.6 \cdot 10^{5}$—$5.6 \cdot 10^{9}$ Бк/м³ для ^{85}Kr и $1.7 \cdot 10^{8}$—1.7×10^{10} Бк/м³ для ^{133}Xe

Допустимая мощность экспозиционной дозы γ излучения в местах установки блоков детектирования равна 0,1 мкР/с

Радиометры РКБ2-02 и РКС2-02 работают по одинаковому принципу и содержат одинаковые блоки детектирования долгоживущих β активных аэрозолей (БДАБ2-01) β активных газов (БДГБ2-01) с ионизационной камерой объемом 3 см³, а также измерительное устройство УВК2-04

В радиометре РКС2-02 имеется блок детектирования типа БДАГ2-01, в котором на фильтрующую ленту СФЛ-2 осаждаются пары молекулярного иода и измеряется накопленная β активность радиоизотопа ^{131}I

Кроме того в состав радиометра входят блок детектирования типа БДПГ2-09 для измерения уровня γ излучения, обусловленного накопленным иодом. Для автоматической компенсации γ фона в канале измерения активности иода из двух последовательностей сигналов от блоков БДАГ2-01 и БДПГ2-09 формируется разностная последовательность импульсов

11.4.5 Комплект радиометров «Саксаул»

Комплект радиометров «Саксаул» предназначен для представительного контроля радиационной обстановки на АЭС измерением объемной β активности газов и паров в воздухе. Комплект включает следующие приборы переносной поисковый радиометр газов РГБ-02, стационарный одноканальный радиометр газов РГБ-03, стационарный шестиканальный радиометр газов РГБ-04, пробоотборник водяных паров ПВП-01. Назначение принцип действия и технико-эксплуатационные характеристики радиометров РГБ-02 и РГБ3-01 «Ломонос» аналогичны. Рассмотрим характеристики радиометров РГБ-03 и РГБ-04

11.4.6 Радиометр газов РГБ-03

Стационарный одноканальный радиометр РГБ-03 предназначен для непрерывного контроля содержания β активных газов в воздухе с регистрацией показаний и сигнализацией о состоянии радиационной обстановки. Радиометр включает блок детектирования на основе ионизационной камеры, измерительный пульт и блок светозвуковой сигнализации. Блоки детектирования имеют одинаковый узел электроники, но различные объемы ионизационных камер (для блоков типов БДГБ-11 и БДГБ-14-01—10^{-2} м³, БДГБ-14-02—10^{-3} м³, БДГБ-14-03—10^{-4} м³, определяющие значения измеряемых объемных концентраций β активных газов (для ^{3}H — соответственно $3.7 \cdot 10^{4}$—$3.7 \cdot 10^{10}$ Бк/м³, $3.7 \cdot 10^{5}$—$3.7 \cdot 10^{11}$ Бк/м³, $3.7 \cdot 10^{6}$—$3.7 \cdot 10^{15}$ Бк/м³, для ^{85}Kr — соответственно $3.7 \cdot 10^{3}$—$3.7 \cdot 10^{9}$ Бк/м³, $3.7 \cdot 10^{4}$—$3.7 \cdot 10^{10}$ Бк/м³, $3.7 \cdot 10^{8}$—$3.7 \cdot 10^{14}$ Бк/м³)

Основная погрешность измерения объемной концентрации в воздухе одного из радионуклидов ^{3}H, ^{14}C, ^{85}Kr, ^{133}Xe не превышает ±20 % для смеси с неизвестным относительным содержанием радиоактивных инертных газов — не более ±50 %. Блоки детектирования и сигнализации могут быть удалены на расстояние до 300 м от измерительного пульта. Переключение диапазонов измерения и сигнализации осуществляется автоматически

11.4.7. Радиометр газов РГБ-04

Стационарный радиометр РГБ 04 содержит 6 каналов радиометра РГБ-03 и предназначен для непрерывного контроля концентрации β активных газов в воздухе в шести точках, соответствующих местам установки блоков детектирования, с сигнализацией в этих точках и на пульте, а также выводом показаний на самописец.

Диапазоны объемных концентраций ^{3}H и ^{85}Kr, измеряемые сменными блоками детектирования типов БТГБ-11, БДИД 11 01, БДГБ-14 02, БДГБ-14-03, приведены в описании радиометра РГБ-03

11.4.8. Установка для дозиметрического и радиационного технологического контроля 8004-01 «Система»

Многоканальная установка типа 8004 01 «Система» предназначена для дистанционного измерения мощности экспозиционной дозы γ-излучения ($5 \cdot 10^{-2}$—$5 \cdot 10^{2}$ мкР/с), плотностей потоков тепловых нейтронов [10^{4}—10^{8} нейтр/(с·м^2)], промежуточных нейтронов [10^{5}—10^{8} нейтр/(с·м^2)], быстрых нейтронов [10^{5}—10^{8} нейтр./(с·м^2)], объемной активности β активных газов ($1.8 \cdot 10^{1}$—$3.7 \cdot 10^{8}$ Бк/м^3), β-активных аэрозолей (3,7—$3.7 \cdot 10^{3}$ Бк/м^3), α-активных аэрозолей (0,4—$3,7 \cdot 10^{2}$ Бк/м^3). Кроме того, осуществляется автоматическая световая и звуковая сигнализация о превышении заданного уровня по всем видам регистрируемых в каждой точке ионизирующих излучений, автоматическая запись на ленту самописца уровней излучения любого из каналов, индикация радиационной обстановки одновременно в 50 контролируемых точках на экране электронно-лучевой трубки, измерение разности показаний блоков детектирования β и γ излучения и на двух блоков детектирования γ-излучения Предусмотрена передача речевой информации с пульта в месте расположения блоков детектирования, автоматическая и ручная проверка работоспособности всех каналов с применением дистанционно управляемых контрольных источников ионизирующего излучения (бленкеров), выборочное измерение уровней излучения на выходе линии связи широкодиапазонным интенсиметром с логарифмической шкалой. Возможно изменение указанных диапазонов измерений сменой блоков детектирования Схема выполнена полностью на транзисторах с применением печатного монтажа В комплект входят набор блоков детектирования, до 5 измерительных и сигнальных стоек (каждая на 50 каналов), устройства сигнализации, выносной пульт управления блоками детектирования аэрозолей.

Обобщенная типовая структурная схема блока детектирования установки 8004-01 представлена на рис 11.22 Электрический сигнал, возникающий при облучении ионизационного или сцинтилляционного детектора *1*, поступает на узел согласования *2* высокого выходного сопротивления детектора с входным сопротивлением усилителя *3*, который обеспечивает превышение порога срабатывания дискриминатора *4* Последний не пропускает шумовые импульсы с амплитудой меньшей установленного порога дискриминации Импульсы, превосходящие этот порог, направляются по кабелю длиной до 200 м в измерительную стойку

Для автоматической проверки блока детектирования предусмотрен бленкер *5* — устройство, содержащее закрытый контрольный источник излучения При подаче напряжения на бленкер источник открывается и облучает проверяемый детектор Устройство питания *6* обеспечивает необходимым напряжением детектор и элементы *1—3* схемы блока детектирования

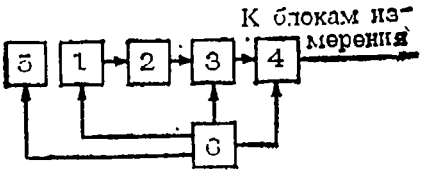


Рис 11 22

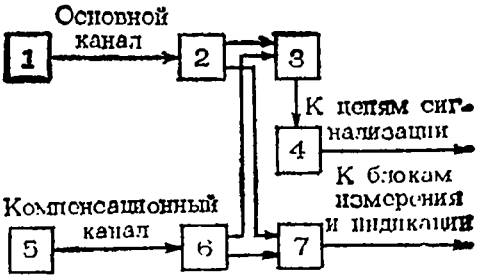


Рис 11 23

Приведенная на рис. 11 22 обобщенная структурная схема соответствует блокам детектирования тепловых, промежуточных и быстрых нейтронов (в зависимости от вида сцинтиллятора) типа 6841 и блокам детектирования тепловых нейтронов типа 6844, в которых применяют борсодержащие счетчики (СНМ-32, СНМ-42). Возможна регистрация нейтронов в условиях значительного γ-фона, импульсы от которого подавляют дискриминатором

Структурная схема блока детектирования γ-излучения (тип ДГ) не содержит узлов усиления и дискриминации Согласование высокого выходного сопротивления детектора (галогенные счетчики СИ-1Г, СИ-13Г, СИ-3БГ, СИ-34Г, ионизационная камера) с низким волновым сопротивлением кабеля позволяет располагать блок детектирования на значительном расстоянии от измерительной стойки

Блок детектирования β-активных газов типа ДБГ содержит основные (неэкранированные) торцевые галогеновые счетчики СИ-8Б, СБТ-11, измеряющие β-частицы и фоновое γ-излучение, а также компенсационный (экранированный) счетчик, регистрирующий только фоновое γ-излучение.

Структурная схема включения газоразрядных детекторов аналогична предыдущей схеме для блока ДГ. Разность скоростей счета в основном и компенсационном каналах, связанная с объемной β-активностью газа, определяется в дифференциальном канале, блок-схема которого показана на рис. 11.23 Импульсы, поступающие от основного *1* и компенсирующего *5* блоков детектирования, предварительно нормализуются в блоках *2* и *6* по амплитуде и длительности Интегрированный в *3* и *7* разностный сигнал подается на пороговую схему 4 устройства сигнализации, а также на блоки измерения и индикации

Структурная схема блока детектирования (тип 6622) β-активных аэрозолей с регистрацией долгоживущей составляющей содержит три одинаковых канала, аналогичных каналам предыдущего блока ДБГ Детекторами β-частиц и γ-излучения в блоке 6622 являются торцевые счетчики типа СБТ-11.

Аэрозоль, прокачиваемый воздуходувкой, оседает на фильтрующей ленте, которая непрерывно движется со скоростью 0,17 мм/с. Счетчик, находящийся на расстоянии 0,24 м от места прокачки воздуха через ленту, регистрирует долгоживущую β-активность и γ-фон Счетчик, расположенный у места осаждения аэрозоля, измеряет суммарную β-активность и γ-фон Показания третьего счетчика, который окружен слоем защитного вещества и чувствителен только к фоновому γ-излучению, вычитаются в дифференциальных каналах из показаний первого и второго счетчиков для получения значений суммарной β-активности аэрозоля и ее долгоживущего вклада.

Структурная схема блока детектирования α-активных аэрозолей типа 6611 о регистрацией долгоживущей составляющей представлена на рис. 11 22 Блок детектирования имеет два сцинтилляционных детектора [ZnS (Ag) с ФЭУ-35], один из которых установлен у места осаждения аэрозоля на непрерывно движущуюся фильтрующую ленту. Место установки второго детектора выбирают таким образом, чтобы время движения к нему осажденной пробы на фильтрующей ленте было достаточным для распада короткоживущих α-излучателей

Толщина мелкокристаллического порошкового слоя ZnS(Ag) не превосходит пробега в нем α-частиц (20 мкм для E_α=5 МэВ) Поскольку пробеги электронов гораздо больше указанной величины, они оставляют в пределах сцинтиллирующего слоя только незначительную часть своей энергии. В связи с этим для данного детектора значения амплитуд импульсов от α-частиц гораздо выше, чем от электронов и β-частиц, что позволяет выбором уровня дискриминации подавить влияние γ-фона и фона от β-частиц

11.4.9. Централизованная аппаратура контроля радиационной безопасности на АЭС (АКРБ)

Централизованная аппаратура контроля радиационной безопасности представляет агрегатированный приборный комплекс для поддержания АЭС в проектных нормах радиационной безопасности и построена по принципу территориального объединения устройств сбора информации, обработки ее в едином центре с последующим распределением в единые адреса через унифицированный канал передачи данных

Система предназначена для контроля объемной активности теплоносителя в технологических контурах устройствами детектирования УДЖГ-04Р (3,7×$\times 10^1$—3,7·10^7 Бк/м^3), УДЖГ-05Р (3,5·10^5—3,7·10^8 Бк/м^3); ^{88}Kr в теплоносителе первого контура устройством детектирования УДЖГ-07Р (3,7·10^8—3,7×$\times 10^{11}$ Бк/м^3); ^{132}I в теплоносителе первого контура устройством детектирования УДЖГ-08Р (3,7·10^8—3,7·10^{11} Бк/м^3); воды в водоемах и баках спецводоочистки, а также на сбросе устройством детектирования УДЖГ-14Р1 (3,7·10^1—3,7×$\times 10^6$ Бк/м^3); β-активных аэрозолей в зоне свободного режима блоком детектирования БДАБ-05 (3,7—3,7·10^1 Бк/м^3), пара блоком детектирования БДАБ-06 (3,7·10^3—3,7·10^7 Бк/м^3); радиоактивных благородных газов в паровоздушной смеси на выбросах эжектором турбин устройством детектирования УДПГ-03 (3 7 10^5—3,7·10^8 Бк/м^3), острого пара в основных паропроводах второго контура устройством детектирования УДПГ-03 (5·10^1—5·10^7 Бк/м^3), радиоактивных инертных газов при повышенном фоне γ-излучения устройством детектирования УДГБ-10 (7,2·10^4—7,2·10^6 Бк/м^3), в системах газоочистки — УДГБ-05-01 (3,7×$\times 10^6$—3,7·10^{12} Бк/м^3), в системе вентиляции зоны свободного режима — УДГБ-08 (7,2·10^4—7,2·10^9 Бк/м^3)

Контроль мощности экспозиционной дозы γ-излучения в зоне свободного режима, в герметичной оболочке и боксах, а также теплоносителя первого контура осуществляется блоком детектирования БДМГ-41 [7,2 10^{-12}—7,2·10^{-9} Кл/(с·кг)], на территории АЭС — блоком БДМГ-02Р [7,2·10^{-12}—7,2·10^{-10} Кл/(с·кг)]. Применяют также блоки детектирования мощности экспозиционной дозы γ излучения БДМГ-41-01 [7,2·10^{-11}—7,2 10^{-8} Кл/(с кг)], БДМГ 41 02 [7,2 10^{-8} — 7,2·10^{-5} Кл/(с·кг)], УДМГ-42 [7,2·10 ^{11}—7,2·10^{-8} Кл/(с·кг)] Кроме того, контролируют плотность потока запаздывающих нейтронов от теплоносителя

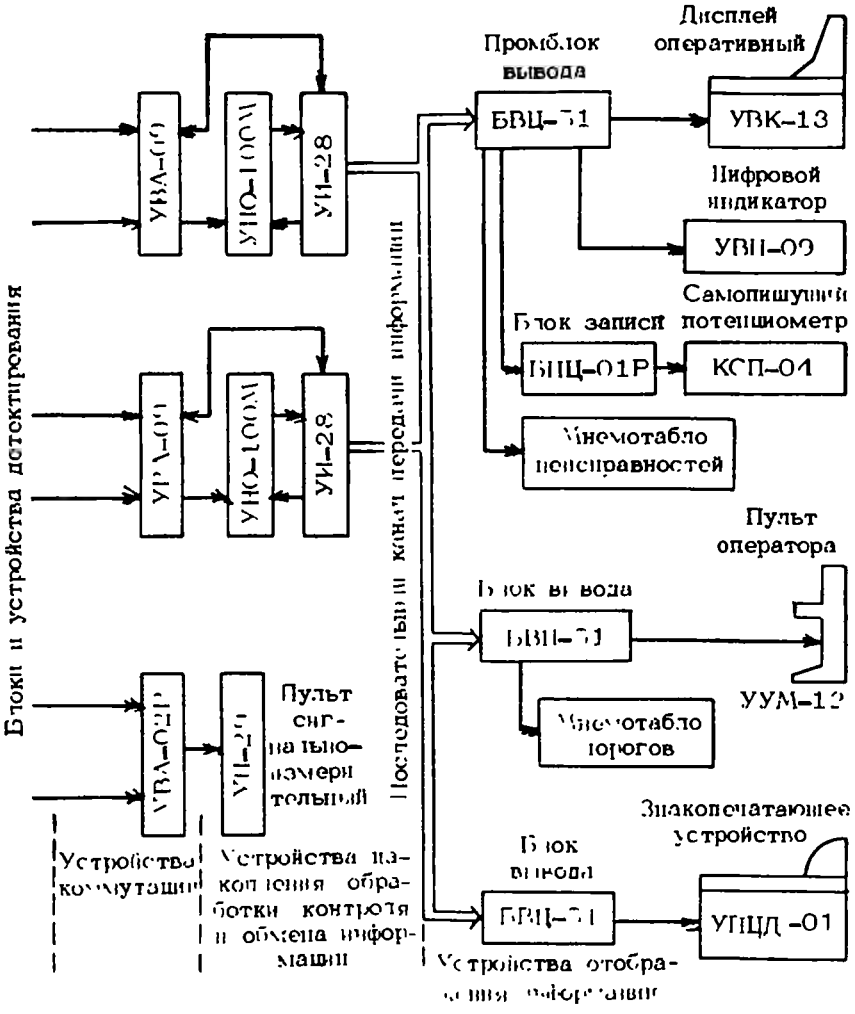


Рис 11 24

первого контура устройством детектирования УДИН-02Р [10^4—10^7 иейтр/($м^2$·с)], а также мощность эквивалентной дозы в зоне ограниченного режима устройством детектирования УДБН-02Р.

Упрощенная структура системы контроля радиационной обстановки (СКР) представлена на рис. 11 24 Перечисленные блоки (устройства) детектирования подключают к устройствам коммутации УВА-02Р и УВА-09, которые вырабатывают стабилизированное напряжение для питания детекторов, распределяют и передают получаемые сигналы на устройства накопления и обработки, контроля и обмена информации УНО-100М, управляют включением блеикеров (контрольных источников), передают сигналы включения блоков детектирования аэрозо-

лей и принимают сигналы о работоспособности этих блоков. Информация, передаваемая устройством коммутации УВА-02Р от двух подключенных блоков детектирования БДМГ-41, обрабатывается на сигнально-измерительном пульте УП-29. Обработка информации, поступающей на блоки коммутации УВА-09, к каждому из которых подключено десять блоков детектирования, проводится 100-канальным устройством накопления и обработки информации УНО-100М.

Информация, накопленная в УНО-100М, устройством обмена и контроля УИ-28 поочередно и непрерывно опрашивается, уплотняется и выдается в последовательный канал передачи данных совместно с кодами показателей степеней и физических размерностей, которые хранятся в запоминающем устройстве.

Через промежуточные блоки БВЦ-51, БВИ-51 последовательный канал передачи информации связан с двумя группами устройств отображения информации. Первая группа предназначена для принятия оперативных решений и состоит из оперативного дисплея УВК-13 на основе электронно-лучевой трубки, цифрового индикатора УВИ-09 на любой из 300 каналов, а также устройств сигнализации превышения порогов УСС-04 и контроля исправности УСС-05 по 100 каналам с соответствующими мнемотаблицами.

Информация о радиационной обстановке представлена на дисплее УВК-13 в аналоговой форме (набор светящихся столбиков с высотой, пропорциональной контролируемому параметру) одновременно по 100 каналам, а также в цифровом виде в любом канале по выбору оператора.

Вторая группа предназначена для документирования информации и состоит из устройства БПЦ-01Р для записи на бумажную ленту самописца КСП-04 сведений о радиационной обстановке по 6 каналам, а также знакопечатающего устройства УПЦЦ-01 для поканальной распечатки по 300 каналам.

Результаты контроля радиационной обстановки выводятся на щит радиационного контроля, щит спецводоочистки, блочный щит управления и резервный щит управления. Пульт оператора УУМ-12 предназначен для выполнения следующих задач: измерения текущего значения контролируемого параметра в любом из 300 каналов по выбору оператора; сигнализации превышения пороговых уровней, неисправностей в измерительных каналах или в источниках питания; контроля устройств обработки информации и канала передачи данных; дистанционного управления блокерами.

Предусматривается обязательное резервирование наиболее важных измерительных каналов с выводом информации на резервный щит управления.

11.4.10. Сигнально-измерительная установка технологического контроля УСИТ-1Б

Установка УСИТ-1Б — 26-канальная сигнально-измерительная установка технологического контроля, предназначенная для измерений и сигнализации о превышении установленного уровня концентрации β-активных инертных газов в местах установки детекторов, а также записи сведений о загрязненности воздуха β-активными инертными газами в двенадцати каналах по выбору.

Установка УСИТ-1Б состоит (рис. 11.25, *1*) из сигнально-измерительного пульта УСИТ-1Б-1 (*а*), 26 датчиков УСИТ-1Б-2 (*б*), блока приставки к самописцу УСИТ-1Б-3 (*в*), 12 распределительных коробок УСИТ-1-7, 26 блоков внешней сигнализации УСИТ-1-4 (*г*).

Установка УСИТ-1Б позволяет обеспечить сигнализацию при повышении

заранее установленного уровня в пределах от $18{,}5 \cdot 10^3$ до $3{,}7 \cdot 10^6$ Бк/м³, диапазон измерений перекрывается в пределах $3{,}7 \cdot 10^{-7}$—$3{,}7 \times \times 10^8$ Бк/м³.

Контроль β-активных газов может производиться при постоянном во времени γ-фоне. В установке предусмотрена автоматическая компенсация γ-излучения до 75 мкР/ч. Калибровка диапазонов измерения и сигнализации производится от сети переменного тока частотой 50 Гц.

Основная погрешность измерения и сигнализации ±20 %. Допустимо удаление до 200 м от сигнально-измерительного пульта УСИТ-1Б-1.

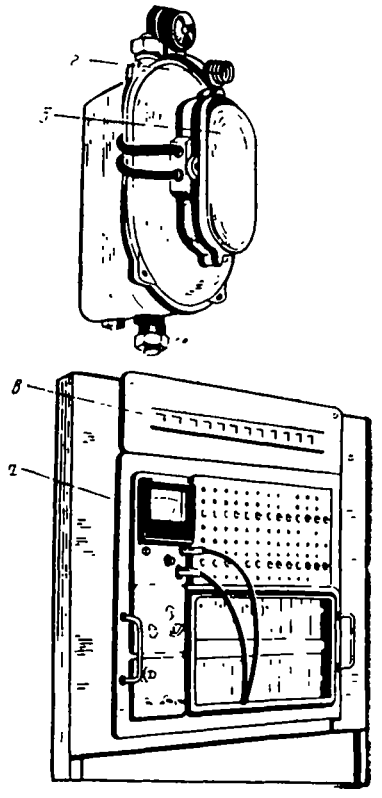


Рис. 11.25, *I*

Установка выполнена на полупроводниковых триодах и допускает непрерывно длительную работу. Блок-схема установки УСИТ-1Б показана на рис. 11.25, *II*. Детектор состоит из группы основных счетчиков для регистрации суммарного β- и γ-излучений и группы компенсационных счетчиков для регистрации только γ-излучения. Под действием ионизирующего излучения группа основных счетчиков вырабатывает отрицательные импульсы, а группа компенсационных счетчиков вырабатывает положительные импульсы, которые поступают на вход сигнального блока соответствующего канала. Эти разнополярные импульсы усиливаются по амплитуде и поступают на нормализаторы соответственно основного и компенсационного каналов для формирования по амплитуде и длительности. Далее, нормализованные импульсы поступают на дифференциальную интегрирующую ячейку, где преобразуются в напряжение, величина которого пропорциональна разности приходящих от детектора импульсов от суммарного β- и γ-излучений. На выходе сигнального блока вырабатывается напряжение, пропорциональное уровню концентрации β активных газов в детекторе.

Выход дифференциальных интегрирующих цепей каждого канала сигнальных блоков посредством механического коммутатора подключается последовательно к общей пороговой схеме, которая срабатывает при превышении напряжения ее порогового значения в любом из этих каналов сигнальных блоков. При срабатывании пороговой схемы происходит включение внутренней и внешней звуковой и световой сигнализации данного сигнального блока.

Установка порогов срабатывания блоков сигнализации и их проверка производится от контрольного генератора. Контрольный генератор вырабатывает импульсы, идущие одновременно на входы сигнального и измерительного блоков. Частота импульсов контролируется стрелочным прибором измерительного канала. Установка требуемого порога срабатывания производится переключателями, расположенными в сигнальном блоке канала.

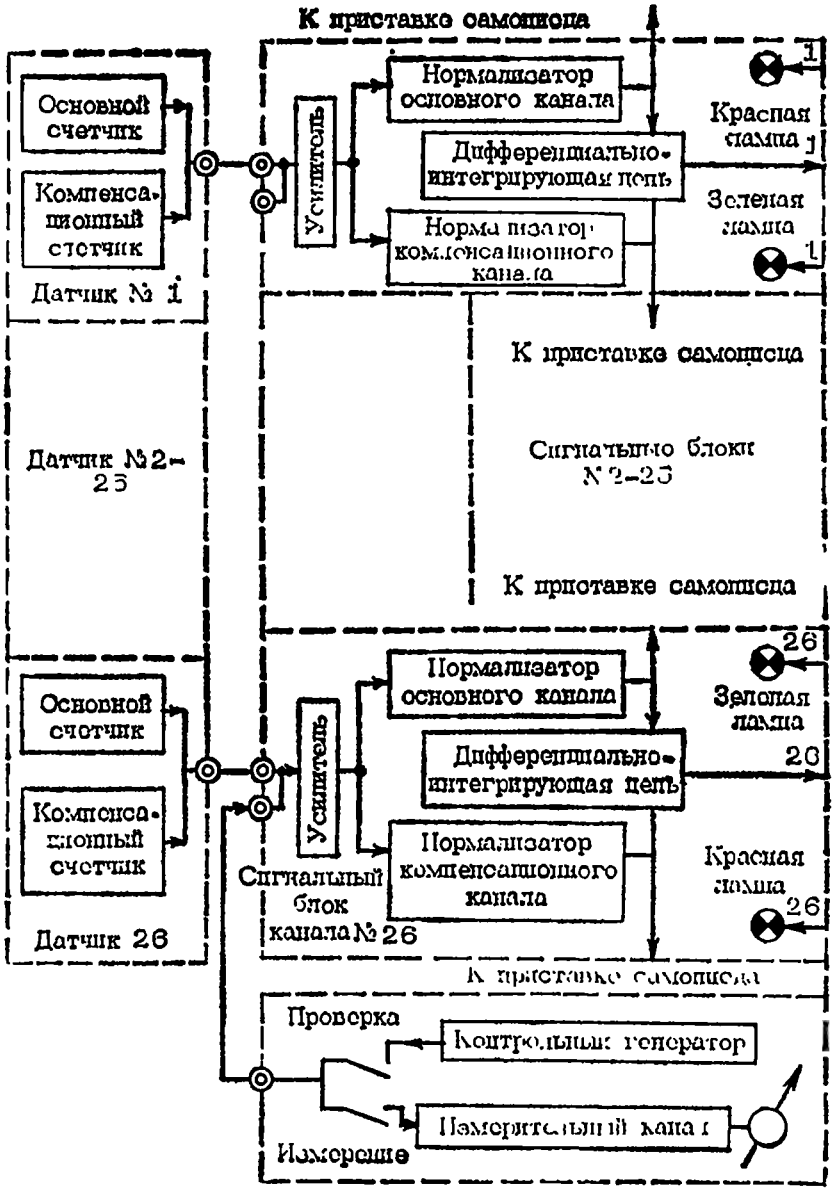
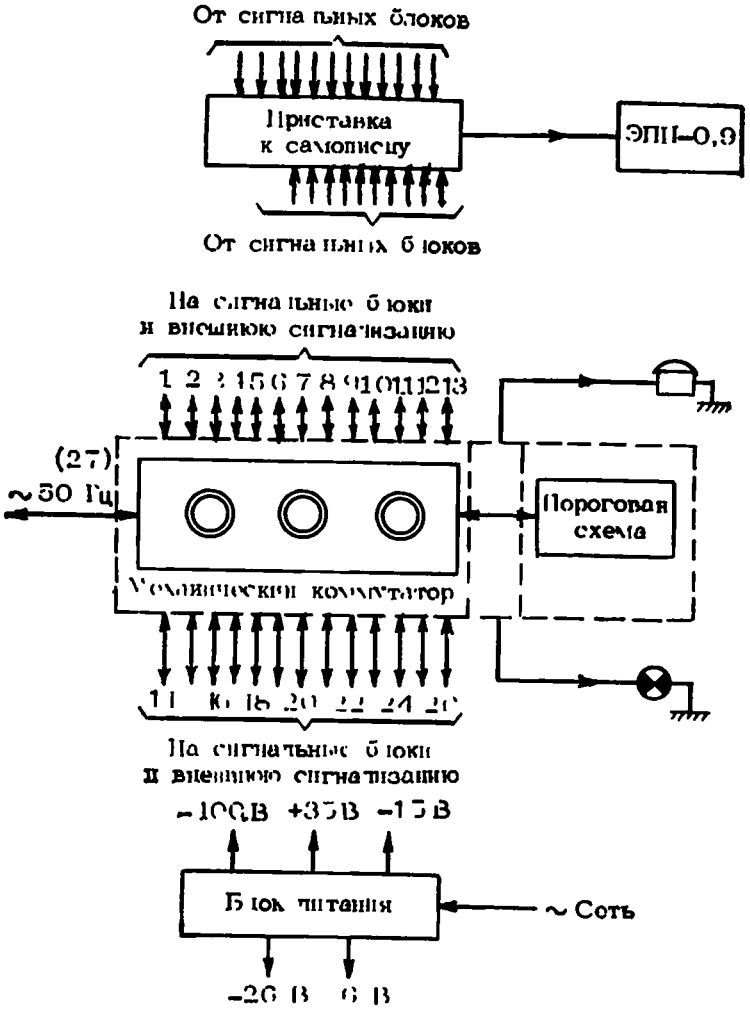

К приставке самописца
Основной счетчик
Компенсационный счетчик
Датчик № 1
Усилитель
Нормализатор основного канала
Дифференциально-интегрирующая цепь
Нормализатор компенсационного канала
1
Красная лампа
Зеленая лампа
1
К приставке самописца
Датчик № 2–25
Сигнальные блоки № 2–25
К приставке самописца
Основной счетчик
Компенсационный счетчик
Датчик 26
Усилитель
Нормализатор основного канала
Дифференциально-интегрирующая цепь
Нормализатор компенсационного канала
Сигнальный блок канала № 26
26
Зеленая лампа
26
Красная лампа
26
К приставке самописца
Проверка
Контрольный генератор
Измерение
Измерительный канал

Рис 1125 *II*


От сигнальных блоков
Приставка к самописцу
ЭПП-0,9
От сигнальных блоков
На сигнальные блоки и внешнюю сигнализацию
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13
(27)
~50 Гц
Пороговая схема
Механический коммутатор
На сигнальные блоки и внешнюю сигнализацию
-100В +35В -15В
Блок питания
~ Сеть
-26 В 6 В

Кроме сигнализации о превышении установленного уровня в данном канале, в установке предусмотрена возможность измерения концентрации β-активных газов в месте установки детектора подключением кабеля со штекером измерительного канала во входное гнездо выбранного сигнального блока.

Схема измерительного канала аналогична схеме сигнального, но работает не на пороговую схему, а на стрелочный прибор, отградуированный в импульсах в секунду.

Калибровка сигнального и измерительного каналов производится от сети переменного тока в одной точке по частоте 50 Гц.

В установке предусмотрена возможность непрерывной записи концентрации β активных газов в воздухе на любом из 12 каналов посредством самописца типа ЭПП-09 через блок приставки, подключаемого ко входу дифференциальной интегрирующей цепи выбранного сигнального канала.

Блок питания обеспечивает установку необходимым постоянным и переменным напряжением.

Глава 12

РАДИАЦИОННАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ И ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ НА АТОМНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТАНЦИЯХ

Атомные электрические станции (АЭС) с реакторами различного типа (ВВЭР, РБМК, БН и др), а также атомные теплоэлектроцентрали (АТЭЦ) и атомные станции теплоснабжения (АСТ) являются радиационно безопасными, если выполняются требования непревышения эквивалентных доз внешнего и внутреннего облучения персонала станции и населения (при нормальной эксплуатации АЭС и проектных авариях), а также требования охраны окружающей среды, указанные в «Санитарных правилах проектирования и эксплуатации атомных электростанций СП АЭС-79».

Радиационная безопасность обслуживающего персонала АЭС от воздействия ионизирующих излучений и радиоактивных загрязнений обеспечивается техническими и организационными мероприятиями.

К техническим мероприятиям относятся оснащение АЭС системами безопасности, предупреждающими аварии и ограничивающими их радиационные последствия (системы безопасности разделяются на защитные, локализующие, обеспечивающие и управляющие*); высококачественные проекты АЭС, строительно-монтаж-

* Защитные системы безопасности предназначены для предотвращения или ограничения повреждения ядерного топлива, оболочек твэлов, первого контура и ядерных аварий; локализующие системы — для предотвращения или ограничения распространения внутри АЭС и выхода в окружающую среду выделяющихся при авариях радиоактивных веществ; обеспечивающие — для снабжения систем безопасности энергией, рабочей средой и создания условий их функционирования; управляющие — для приведения в действие систем безопасности, осуществления контроля и управления ими в процессе выполнения заданных функций.

ные работы в соответствии с проектной документацией; технический контроль состояния оборудования и его работоспособности, своевременная замена износившегося оборудования; своевременный качественный ремонт и реконструкция оборудования и трубопроводов.

К организационным мероприятиям относятся эксплуатация АЭС в соответствии с действующей нормативно-технической документацией и технологическими инструкциями по эксплуатации; соблюдение персоналом норм и правил, а также конкретных требований по радиационной безопасности, содержащихся в технологических инструкциях; методическое руководство мероприятиями по обеспечению радиационной безопасности, осуществляемое отделом охраны труда и техники безопасности АЭС, и контроль за соблюдением норм, правил и требований по радиационной безопасности.

На действующей АЭС следует учитывать два вида радиационной опасности: ионизирующие излучения и радиоактивную загрязненность, которые являются следствием физических процессов, происходящих в активной зоне реактора. Исходя из этого можно сформулировать основные задачи системы радиационного контроля на АЭС: постоянно обеспечивать в производственных помещениях контроль мощности эквивалентной дозы γ-излучения и плотности потока нейтронов; непрерывно контролировать работу технологических узлов АЭС, регистрируя увеличение концентрации радиоактивных веществ свыше допустимого значения в теплоносителях первого и второго контуров; постоянно контролировать концентрацию радиоактивных веществ и аэрозолей в производственных помещениях и системах вытяжной и приточной вентиляции; обеспечивать автоматическую подачу с дозиметрического пульта управления предупредительных звуковых и световых сигналов в случае превышения мощности эквивалентной дозы γ-излучения или допустимой концентрации радиоактивного газа, находящегося в воздухе какого-либо производственного помещения АЭС.

Основными источниками ионизирующего излучения на АЭС являются ядерный реактор и элементы первого контура теплоносителя: парогенераторы, циркуляционные насосы, трубопроводы со всеми относящимися к ним конструкциями и оборудованием.

Основные источники загрязнения воздуха — радиоактивные аэрозоли и газы. Радиоактивные аэрозоли могут возникнуть при испарении теплоносителя первого контура реактора, содержащего радиоактивные вещества, вследствие наведенной активности [за счет активности азота по реакции $^{16}O\ (n, p)\ ^{16}N$ и вследствие активности продуктов коррозии и эрозии металла конструкций первого контура]. В аварийных условиях добавляется активность продуктов деления ядерного топлива при нарушении герметичности оболочек твэлов Загрязненность воздуха радиоактивными газами обусловлена выделением из твэлов ксенона, криптона и иода, а также активацией аргона, содержащегося в воздухе в незначительном количестве.

В первом контуре теплоносителя всегда можно обнаружить, даже при полной его герметичности, небольшие количества активных газов (ксенон, криптон и под), которые не создают радиационной опасности. Эти газы проникают в теплоноситель через незаметные микротрещины в оболочках твэлов. Кроме того, на внешней поверхности твэлов всегда имеются следы ядерного топлива, которые неизбежны при современной технике их производства. При распаде ядерного топлива выделяется радиоактивный газ, поступающий в теплоноситель. При больших нарушениях герметичности оболочек твэлов (разрыв, прогорание) в теплоносителе первого контура может появиться значительное количество радиоактивных продуктов деления.

Продукты деления могут попасть вместе с теплоносителем первого контура в пар второго контура (при нарушении герметичности между первым и вторым контурами в парогенераторе), а из второго контура вместе с паром могут проникнуть в производственные помещения.

Чтобы предотвратить попадание продуктов деления как в первый контур теплоносителя, так и во второй, необходим дозиметрический контроль за концентрацией радиоактивных веществ в теплоносителях.

Дозиметрический контроль является неотъемлемой частью радиационной безопасности АЭС, так как он обеспечивает получение необходимой информации о состоянии радиационной обстановки внутри АЭС, во внешней среде, а также об эквивалентной дозе облучения персонала.

12.1. ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К ВЫБОРУ ПРОМЫШЛЕННОЙ ПЛОЩАДКИ АЭС, ПРОИЗВОДСТВЕННЫМ ПОМЕЩЕНИЯМ И ОРГАНИЗАЦИИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

Промышленную площадку АЭС согласно СП АЭС—79 выбирают с учетом санитарных, метеорологических и гидрогеологических условий. Причем желательно, чтобы она располагалась с подветренной стороны по отношению к населенному пункту, на местности со спокойным рельефом и хорошо проветривалась. Уровень грунтовых вод должен быть не менее чем на 1,5 м ниже дна подземных емкостей или помещений АЭС, где могут находиться жидкие отходы, содержащие радиоактивные вещества.

Если электрическая мощность АЭС 440 МВт и больше, площадка должна располагаться не ближе 25 км от города с населением свыше 300 тыс. человек и не ближе 40 км от города с населением более 1 млн. человек. Атомные станции теплоснабжения располагают не ближе 2 км от перспективной границы застройки крупных населенных пунктов, атомные теплоэлектроцентрали не ближе 10—25 км от границы городской застройки (в зависимости от численности населения города 100—2000 тыс. человек).

Для каждой АЭС предусматривается организация санитарно-защитной зоны и зоны наблюдения.

На территории *санитарно-защитной зоны (СЗЗ)* (радиусом 3—5 км вокруг промплощадки АЭС) потенциально возможно облучение, превышающее ПД, поэтому в ее пределах запрещается размещение жилых зданий, промышленных предприятий, пищевых блоков и других учреждений, не относящихся к АЭС. На территории СЗЗ разрешается размещать предприятия подсобного и обслуживающего назначения АЭС, а также выращивать сельскохозяйственные культуры, пасти скот. При этом полученную сельскохозяйственную продукцию необходимо подвергать радиометрическому контролю.

Зона наблюдения (ЗН) — территория, распространяющаяся на расстояние 20—30 км от АЭС, на которой возможно обнаружение газоаэрозольных выбросов АЭС и где облучение населения может достичь ПД. В этой зоне также осуществляется радиационный контроль. Влияние излучения от АЭС на территориях СЗЗ и ЗН определяется сравнением его с естественным фоном.

Промышленную площадку АЭС условно разделяют на чистую зону и зону возможного радиоактивного загрязнения. В чистой зоне размещаются административные здания, ремонтные мастерские, столовые и другие подобные объекты, где не проводятся работы, связанные с радиоактивными веществами, персонал находится в личной одежде.

Зона возможного загрязнения должна отделяться видимыми границами от чистой зоны. В зоне возможного загрязнения располагаются здания АЭС, связанные с осуществлением технологического процесса (главный корпус, хранилище радиоактивных отходов, газо- и спецводоочистки, газгольдеры выдержки и др.).

Здания и сооружения АЭС, из которых возможно поступление в атмосферу газоаэрозольных выбросов, должны размещаться на промышленной площадке с подветренной стороны по отношению к другим зданиям.

Транспортные пути на территории АЭС должны иметь твердое покрытие, а перевозки грузов, загрязненных радоактивными веществами, осуществляться в пределах соответствующей зоны. При проезде транспорта из зоны возможного загрязнения в чистую зону необходимо производить соответствующую его дезактивацию.

Пример размещения зданий и сооружений на территории АЭС показан на рис. 12.1 (*1* — реакторное отделение; *2* — машинный зал; *3* — административно-бытовой корпус; *4* — насосная; *5* — подвод охлаждающей воды; *6* — сброс охлаждающей воды; *7* — градирни; *8* — река).

Согласно СП АЭС—79 объемно-планировочные конструкционные решения при строительстве зданий и сооружений АЭС, применяемых для их отделки материалы должны способствовать максимально возможному предотвращению воздействия ионизирующего излучения и загрязнения радиоактивными веществами воздуха, поверхностей рабочих помещений, строительных конструкций, одежды и тела персонала, а также обеспечить необходимые условия для дезактивации. Поэтому в основу планировки производ-

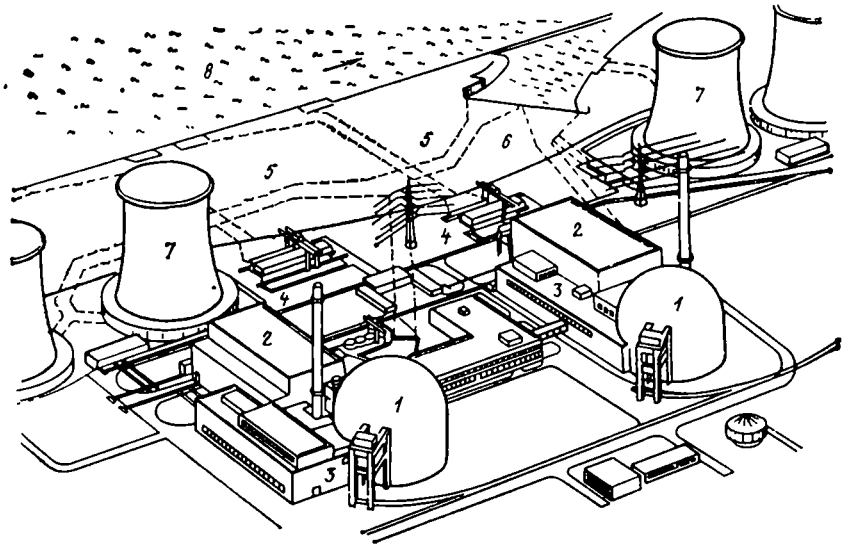


Рис 12 1

ственных помещений АЭС должен быть положен гигиенический принцип — деление их на зоны в зависимости от характера технологических процессов, участия в них персонала, размещения оборудования, характера и возможностей степени загрязнения помещений радиоактивными веществами. 1) *зону строгого режима,* где возможно воздействие на персонал внешнего γ-, β- и нейтронного излучений, загрязнение воздушной среды помещений радиоактивными газами и аэрозолями, загрязнение поверхности строительных конструкций и оборудования радионуклидами; 2) *зону свободного режима,* где воздействие ионизирующего излучения на персонал практически исключено.

В зоне строгого режима выделяют *необслуживаемые помещения,* в которых пребывание персонала при работающем технологическом оборудовании не допускается. К ним относятся герметичные боксы, камеры, предназначенные для размещения технологического оборудования и коммуникаций, являющиеся основными источниками излучения и радиоактивного загрязнения.

К *обслуживаемым помещениям* относятся помещения для проведения ремонта оборудования, других работ, связанных с вскрытием технологического оборудования; узлы загрузки и выгрузки радиоактивных материалов, временного хранения и удаления отходов и помещения, предназначенные для постоянного пребывания персонала в течение всей смены. Эти помещения должны быть изолированы одно от другого строительными конструкциями, биологической защитой, вентиляционными и санитарно-бытовыми устройствами.

Вход в помещение зоны строгого режима осуществляется через санитарные пропускники с обязательным полным переодеванием персонала.

СП АЭС-79 указывают, что для доставки чистого оборудования из зоны свободного режима в зону строгого режима и наоборот, для удаления загрязненного оборудования из зоны строгого режима должны быть организованы специальные хозяйственные входы и транспортные въезды. Последние необходимо оборудовать устройствами (воздушными завесами, спецканализацией, приборами дозиметрического контроля, разгрузочно-погрузочными средствами и т. п.), исключающими возможность радиоактивного загрязнения помещений свободного режима и бесконтрольного вывоза и выноса загрязненного радионуклидами оборудования, инструмента, отходов и др.

Помещения зоны строгого режима должны быть снабжены коммуникациями для подачи воды, моющих растворов, средствами механизированной уборки и дезактивации поверхностей, покрытых материалами, малосорбирующими радиоактивные вещества (пластиком, эпоксидными и кремниевыми органическими смолами и др.).

Для хранения отработавшего топлива необходимо иметь хранилище, которое оборудуется биологической защитой, вентиляцией для очистки удаляемого воздуха, контроля радиоактивного выброса и жидкого сброса, отводами тепловыделения. Для транспортирования отработавшего топлива предусмотрены специальные контейнеры, обеспечивающие ослабление мощности эквивалентной дозы до допустимого уровня.

СП АЭС-79 требуют максимальной механизации и автоматизации всех процессов, связанных с управлением реактора, а также с оборудованием контуров теплоносителя, загрузкой, выгрузкой и транспортированием твэлов и другими радиационно опасными работами. Наблюдение должно осуществляться с защитных пультов, оборудованных средствами связи и наблюдения (защитные смотровые окна, перископы, телевизионные установки и т. п.).

Необходимо, чтобы оборудование реактора и трубопроводы контура радиоактивного теплоносителя были герметичными (случайные и организованные протечки теплоносителя должны быть сведены к минимуму, что достигается сокращением протяженности трубопровода и уменьшением количества разъемных соединений и запорных приспособлений), обеспечивали длительную и безаварийную работу оборудования в условиях соответствующих параметров реактора и имели надежную биологическую защиту.

Оборудование с радиоактивными технологическими средами систем сбора и хранения, очистки и переработки радиоактивных отходов, газоаэрозольных очистных устройств (аппараты, насосы, фильтры, вентили, задвижки, трубопроводы и т. п.) должно размещаться в необслуживаемых помещениях с эффективной биологической защитой — в камерах, боксах, трубных коридорах. Вспомогательное технологическое оборудование (электромоторы, трубо-

проводы неактивных растворов, приборы КИПиА и т. п.) следует располагать в изолированных помещениях, защищенных от воздействия излучения. Все имеющееся оборудование должно быть размещено компактно, удобно и доступно для обслуживания, ремонта и замены с минимальным радиационным облучением персонала.

Для своевременного обнаружения твэлов с нарушенной герметичностью и предотвращения радиоактивного загрязнения контура теплоносителя необходимо предусмотреть систему контроля герметичности оболочек (КГО) твэлов. Система КГО твэлов должна быть обеспечена автоматизацией и дистанционным управлением операциями. Очистка теплоносителя от продуктов деления, коррозии и других радиоактивных примесей должна производиться на специальных установках, работающих по замкнутому циклу.

Для выдержки и временного хранения отработавших твэлов предусматриваются: бассейны, оборудованные биологической защитой и гидроизоляцией, вентиляцией, системой водоочистки от активных и неактивных примесей и системой отвода тепла. Слив радиоактивного теплоносителя и других активных сред должен производиться в специальные емкости с последующей очисткой на установках и возвращением в контур.

Отбор проб для химического и радиохимического анализа осуществляется дистанционно. Для количественного и качественного анализа отобранных проб используют приборы автоматического контроля.

В помещениях зоны строгого режима с постоянным пребыванием персонала периодически, не реже одного раза в месяц, должна проводиться уборка с дезактивацией поверхностей помещения и оборудования. Эффективность дезактивации этих поверхностей необходимо контролировать радиометрическими приборами. Оборудование, инструмент, покрытия, не подлающиеся очистке до допустимых уровней, подлежат замене и рассматриваются как радиоактивные отходы.

12.2. ТРЕБОВАНИЯ К ЗАЩИТЕ ОТ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЕРСОНАЛА АЭС, НАСЕЛЕНИЯ И К ОХРАНЕ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Основным требованием при проектировании и эксплуатации АЭС согласно СП АЭС-79 является обеспечение защиты персонала, населения и охраны окружающей среды от внешнего облучения как от источников ионизирующего излучения, так и от поверхностных загрязнений помещений АЭС и окружающей территории и внутреннего облучения радиоактивными аэрозолями и газами, поступившими в организм. Защиту от источников облучения необходимо проектировать дифференцированно в зависимости от категории работающих лиц, характера выполняемой работы, назначения помещений, продолжительности нахождения персонала на АЭС. Проведение технологических и ремонтных операций должно быть запроектировано так, чтобы индивидуальные эквивалентные

дозы были меньше установленных в НРБ—76 эквивалентных доз. Это обеспечивает резерв по указанной дозе для проведения персоналом непредвиденных работ (в аварийных ситуациях) и на случай изменения радиационной обстановки в процессе эксплуатации АЭС

Эффективность выполненной защиты проверяют в процессе вывода АЭС на минимальную мощность (до 20 % номинальной). При обнаружении дефектов в защите их устраняют до ввода АЭС в эксплуатацию.

Для защиты населения и охраны окружающей среды устанавливаются вклады в предел дозы (ПД), обусловленные излучением газоаэрозольных и жидких радиоактивных отходов АЭС (табл. 12.1).

Таблица 12.1. **Предел дозы $(ПД)_Б$ для ограниченной части населения (категория Б), мЗв/год, обусловленный радиоактивными отходами АЭС (СП АЭС — 79)**

Вид отходов	Группа критических органов			Доля $(ПД)_Б$ НРБ—76, %
	I	II	III	
Газоаэрозольные выбросы	0,2	0,6	1,2	4
Жидкие сбросы на отдельные виды водопользования*	0,05	0,15	0,3	1
Всего	0,25	0,75	1,5	5

* Под водопользованием понимают рыболовство, рыборазведение, орошение и питьевое водоснабжение

Из табл. 12.1 видно, что облучение, например, критических органов I группы (или всего тела человека) газоаэрозольными и жидкими отходами составляет по эквивалентной дозе не более 0,25 мЗв/год (в НРБ—76 ПД=5 мЗв в год). Такое ограничение (4 % ПД для газоаэрозольных выбросов и 1 % ПД для жидких сбросов АЭС) необходимо как резерв для других радиоактивных источников, применяемых в различных сферах человеческой деятельности (рост числа АЭС, развитие ядерного топливного цикла, использование радионуклидов в различных областях народного хозяйства). Фактические выбросы и сбросы, как показывает опыт эксплуатации отечественных и зарубежных АЭС, настолько низки, что они создают дозовую нагрузку на ограниченную часть населения, в десятки раз меньшую ПД по СП АЭС—79.

Предел дозы, приведенный в табл. 12.1, устанавливается для границы санитарно-защитной зоны (СЗЗ) или за ее пределами на таком расстоянии, где ожидается наибольшая доза внешнего и внутреннего облучения. При расчетной оценке эквивалентной дозы, обусловленной газоаэрозольными выбросами и жидкими сбросами, учитывают прямые (за счет вдыхания с воздухом) и косвен-

ные (за счет поступления с пищей) поступления радионуклидов в организм. Причем косвенный путь в некоторых случаях может стать определяющим. Например, доза облучения щитовидной железы ^{131}I вследствие потребления молока в период пастбищного содержания коров в районе АЭС может в сто и более раз превысить дозу от вдыхаемого ^{131}I.

Эквивалентную дозу для ограниченной части населения не измеряют, поэтому для исключения превышения пределов дозы (табл. 12.1) в СП АЭС-79 нормируют среднесуточный и среднемесячный *допустимый выброс* (ДВ) радиоактивных газов и аэрозолей в атмосферу, основанный на этапе эксплуатации действующих АЭС (табл. 12.2 и 12.3). Предполагается, что этот выброс не приведет на местности к эквивалентной дозе, превосходящей пределы дозы, указанные в табл. 12.1.

Из табл. 12.2 и 12.3 видно, что ДВ установлены в расчете на мощность АЭС до 6000 МВт (эл.) (независимо от типа реактора), — такие выбросы называют *нормализованными* (НВ), а выбросы на мощность АЭС свыше 6000 МВт (эл.) — *предельно допустимыми выбросами (ПДВ)*. Допускается однократное превышение ДВ и ПДВ в 3 раз в течение короткого промежутка времени, но так, чтобы каждый из них не превышал квартальную норму.

Для правильной оценки эквивалентной дозы от газоаэрозольного выброса необходимо знать изотопный состав выбрасываемых радиоактивных веществ

Таблица 12.2. **Среднесуточный допустимый выброс радионуклидов АЭС в атмосферу**

Радионуклид	$N_{АЭС} = 1000$ -6000 МВт (эл.), Бк/[сут·1000 МВт (эл.)]	$N_{АЭС} > 6000$ МВт (эл.), Бк/(сут АЭС)
РБГ (любая смесь)	$18{,}5 \cdot 10^{12}$	$1{,}1 \cdot 10^{14}$
^{131}I (газовая + аэрозольная фазы)	$3{,}7 \cdot 10^{9}$	$2{,}2 \cdot 10^{9}$
Смесь долгоживущих нуклидов (ДЖН)	$5{,}5 \cdot 10^{9}$	$3{,}3 \cdot 10^{9}$
Смесь короткоживущих нуклидов (КЖН)	$7{,}4 \cdot 10^{9}$	$4{,}4 \cdot 10^{10}$

Примечания. Под термином РБГ понимается любая смесь инертных радиоактивных газов — аргона, криптона и ксенона.

2. Смесью долгоживущих нуклидов (ДЖН) названы радиоактивные аэрозоли, экспонированные на фильтре в течение 1 сут и измеренные через 1 сут после снятия пробы. При необходимости период экспонирования фильтра может быть изменен.

3. Смесью короткоживущих радионуклидов (КЖН) названы радиоактивные аэрозоли, экспонированные на фильтре в течение 1 сут и измеренные через 1,2 ч после снятия пробы. При необходимости период экспонирования может быть изменен.

4. Допускается однократный (или суточный) выброс радионуклидов, превышающий в 3 раз приведенный в табл. 12.2 среднесуточный допустимый выброс при условии, что суммарный выброс за один квартал не превысит соответствующего расчетного значения.

5. $N_{АЭС}$ — установленная (номинальная) электрическая мощность АЭС.

Таблица 12.3. **Среднемесячный допустимый выброс радионуклидов АЭС в атмосферу**

Условия	Радионуклид					
	^{90}Sr	^{89}Sr	^{137}Cs	^{60}Co	^{54}Mn	^{51}Cr
$N_{АЭС} = 1000 \div 6000$ МВт (эл.), Бк/[мес × ×1000 МВт (эл.)]	$5{,}5 \cdot 10^{7}$	$5{,}5 \cdot 10^{8}$	$5{,}5 \cdot 10^{8}$	$5{,}5 \cdot 10^{8}$	$5{,}5 \cdot 10^{8}$	$5{,}5 \cdot 10^{8}$
$N_{АЭС} \geqslant 6000$ МВт (эл.), Бк/[мес · АЭС]	$3{,}3 \cdot 10^{8}$	$3{,}3 \cdot 10^{9}$	$3{,}3 \cdot 10^{9}$	$3{,}3 \cdot 10^{9}$	$3{,}3 \cdot 10^{9}$	$3{,}3 \cdot 10^{9}$

Примечания 1. Если номинальная электрическая мощность АЭС не превышает 6000 МВт, для определения допустимого выброса следует пользоваться левым столбцом табл. 12.2 и верхней строкой табл. 12.3 т. е. нормализованным допустимым выбросом. При номинальной электрической мощности менее 1000 МВт следует использовать значения ДВ для мощности 1000 МВт (эл.).

2. Если номинальная электрическая мощность АЭС превосходит 6000 МВт, допустимый выброс не должен превышать уровня, приведенного в правом столбце табл. 12.2 и нижней строке табл. 12.3.

3. Приведенные в табл. 12.2 и 12.3 значения ДВ относятся к требуемой высоте трубы от 80 до 150 м и равномерной среднегодовой розе ветров. При отклонении от этих условий требуется вводить поправки в значения ДВ.

4. Среднемесячное значение выброса в исключительных случаях может быть превышено в 5 раз при условии, что не будет превышен годовой предел выброса.

Администрация АЭС обязана принимать все меры к уменьшению газоаэрозольного выброса, стремясь к максимально возможному снижению эквивалентной дозы облучения населения с учетом экономических и социальных требований.

Сброс жидких радиоактивных отходов так же, как для газоаэрозольных выбросов, нормируется. Однако единой таблицы, заранее регламентирующей *допустимый сброс (ДС)* радионуклидов с жидкими отходами, в настоящее время нет. Для каждой конкретной АЭС устанавливают нормы годовых *допустимых сбросов (ДС)* и *рабочих контрольных сбросов (РС)*, которые ниже ДС и определяются на основе опыта эксплуатации АЭС. Уровень РС определяют по максимально достигнутой степени очистки радиоактивных стоков.

ДС рассчитывают для каждого вида водопользования с учетом всех путей поступления радионуклидов в организм человека так, чтобы эквивалентная доза не превысила вышеуказанного допустимого значения.

Накопленный опыт эксплуатации АЭС показал, что имеющееся на них технологическое оборудование и установленные режимы работы полностью и даже с большим запасом по отношению к существующим допустимым нормам обеспечивают радиационную безопасность персонала, населения и охрану окружающей среды.

12.3. ОБЕСПЕЧЕНИЕ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ПЕРСОНАЛА И НАСЕЛЕНИЯ ПРИ АВАРИЙНЫХ СИТУАЦИЯХ НА АЭС

Несмотря на высокие требования, предъявляемые к надежности оборудования АЭС, возможны отдельные нарушения и отказы этого оборудования, которые могут приводить к авариям с радиационными последствиями.

Радиационных аварий на АЭС с мало различающимися последствиями для населения и персонала может быть очень много.

Барьерами, ограничивающими распространение радионуклидов, являются ядерное топливо (топливная таблетка), оболочка твэла, контур первичного теплоносителя, герметичное помещение реакторной установки.

Границами распространения и воздействия радиоактивных веществ при авариях могут быть отдельное здание АЭС, территория площадки АЭС и территория за пределами площадки АЭС.

Радиоактивные вещества, образовавшиеся при авариях, могут проникать в среду и оказывать воздействие на персонал, находящийся в отдельных зданиях, на территории площадки АЭС и за ее пределами. По границе распространения радионуклидов аварии разделяют на три типа: локальную, местную и общую.

Локальная авария, радиационные последствия которой ограничиваются одним зданием или сооружением (требуется проведение определенных мероприятий по защите персонала).

Местная авария, радиационные последствия которой ограничиваются территорией площадки АЭС (мощность эквивалентной дозы в некоторых помещениях и на территории площадки будет выше проектного значения для нормальной эксплуатации АЭС, что потребует проведения мероприятий по защите персонала).

Общая авария, радиационные последствия которой распространяются за пределы территории АЭС (мощность эквивалентной дозы и уровень загрязнения окружающей среды радионуклидами в районе расположения АЭС будут выше установленных пределов для нормальной эксплуатации АЭС, в этом случае необходимо проведение тех или иных мероприятий по защите населения).

На стадии проектирования каждой АЭС рассматривается конкретный набор проектных аварий, включая *максимальную проектную аварию (МПА)*, т. е. аварию с наиболее тяжелым исходным событием. В этом случае проектом предусматриваются технические меры, обеспечивающие безопасность АЭС при возникновении таких аварий. Этими мерами обеспечивается непревышение эквивалентной дозы облучения щитовидной железы ребенка вследствие ингаляции радиоактивного йода за пределами АЭС согласно СП АЭС—79 выше 0,3 Зв, а облучение всего тела — более 0,1 Зв.

При некоторых отказах и нарушениях оборудования, приводящих к исходным событиям и путям развития аварий, не предусмотренных для МПА, защитные и локализующие устройства могут оказаться недостаточными для удержания радиоактивных продуктов деления, тогда произойдет авария, превосходящая по своим

радиационным последствиям МПА. Такая авария считается *гипотетической (ГА)*. Вероятность ее крайне мала, поэтому для такой аварии не предусматриваются технические меры, обеспечивающие полную безопасность АЭС.

Признаком возникновения радиационной аварии может быть заметное и быстрое увеличение: концентрации РБГ, изотопов иода и других радионуклидов в воздухе помещений с оборудованием первого контура и в вентиляционных системах; удельной активности продуктов деления (в особенности РБГ и изотопов иода) в теплоносителе второго контура; выбросов радиоактивных веществ в атмосферу; мощности эквивалентной дозы в производственных помещениях, на территории площадки АЭС, санитарно-защитной зоны и за ее пределами; концентрации радионуклидов на местности, в сбросной воде и в водоеме.

Аварии внутри АЭС могут возникать по разным причинам: из-за разрыва трубопровода, разгерметизации оболочек твэла (без оплавления и с оплавлением ядерного топлива), малой течи теплоносителя (при высокой или низкой температуре). Все аварии сопровождаются выходом в герметичное помещение газов, иода и аэрозолей. При наличии сильного парообразования (при повышении давления в герметичных помещениях) автоматически выключается вентиляция и одновременно автоматически включается спринклерная система снижения давления. После снижения давления также включается автоматически вентиляционная система. В воздух герметичных помещений, а затем в атмосферу через вентиляционную трубу выбрасывается 10^9—10^{11} Бк ^{131}I и (3—4)$\times$ $\times 10^{13}$ Бк РБГ.

При больших авариях для локализации радиоактивных сред при МПА предусматривают конденсатор-барботер и локализующие боксы, в которых происходит конденсация пара, образующегося в момент аварии, и локализация бо́льшей части неконденсируемых газов и воздуха из герметичного помещения. Наличие конденсаторов-барботеров и локализующих боксов обеспечивает герметичность помещений. Если герметичность нарушится, произойдет выброс радиоактивных продуктов в атмосферу (порядка $3 \cdot 10^{12}$ Бк ^{131}I и $9 \cdot 10^{13}$ Бк для газов) и загрязнение окружающей среды в районе расположения АЭС выше установленных пределов для нормальной эксплуатации АЭС, и, следовательно, МПА и ГА по радиационным последствиям относятся к общим авариям, при которых необходимо проведение тех или иных мероприятий по защите населения.

Рассмотрим возможные последствия аварий на АЭС и меры по защите персонала и населения.

При возможных крупных авариях на АЭС основными видами воздействия на персонал и население являются: внутреннее облучение щитовидной железы и легких в результате поступления радионуклидов с вдыхаемым воздухом во время их нахождения в загрязненной атмосфере помещений АЭС или во время прохождения радиоактивного облака за пределами АЭС; внутреннее облу-

чение за счет потребления загрязненных продуктов питания и воды; внутреннее облучение или загрязнение кожных покровов и одежды за счет повторно взвешенных в воздухе ранее осевших или выпавших за аварию радиоактивных веществ; внешнее облучение за это же время от радиоактивного облака; внешнее облучение от осевших на поверхностях помещений АЭС радиоактивных веществ или выпавших из радиоактивного облака на поверхность земли; радиоактивное загрязнение открытых участков тела и одежды людей и соответствующее облучение кожных покровов.

Оценка перечисленных видов радиационного воздействия показывает, что основной вклад в дозу облучения как персонала, так и населения на первом этапе после аварии (от 0,5 ч до 1 сут) вносит поступление радиоактивных веществ (в основном радиоизотопов иода) с вдыхаемым воздухом. По этой оценке доза внешнего облучения всего тела от загрязненного воздуха в помещениях АЭС или от проходящего облака на местности будет примерно в 100 раз меньше, чем доза облучения щитовидной железы от ингаляции изотопов иода. Легкие становятся критически облучаемым органом в тех случаях, когда доза на щитовидную железу от ингаляции радиоизотопов иода существенно снижена профилактическим приемом препаратов стабильного иода.

Мощность поглощенной дозы облучения щитовидной железы может изменяться от малых значений до десятков сГр в секунду в помещениях АЭС, а доза на местности — почти от нуля до нескольких сотен сГр в секунду за первый этап после аварии.

Поэтому для снижения радиационных последствий на первом этапе после аварии первоочередными мероприятиями являются: для персонала — защита органов дыхания индивидуальными средствами (респираторами или изолирующими масками), укрытие в убежищах АЭС и прием препаратов стабильного иода; для населения — временное укрытие в домах (убежищах) и прием препаратов стабильного иода прежде всего детьми, а также взрослыми.

Решение о проведении иодной профилактики принимается в возможно короткий срок (несколько часов после аварии) и только в отношении тех лиц из населения, ожидаемая доза у которых может превысить 0,3 Гр.

Решение об эвакуации может быть принято в отношении только тех групп населения, ожидаемая поглощенная доза облучения которых может превысить 2,25 Гр на щитовидную железу ребенка, 4,5 Гр на щитовидную железу взрослого или 0,75 Гр на все тело.

Эвакуация населения является крайней мерой и должна осуществляться, если все другие защитные меры не обеспечивают его безопасности, и при наличии благоприятных условий для проведения эвакуации.

Все мероприятия по защите населения в случае радиационной аварии на АЭС проводятся в три этапа.

На первом этапе (до суток после начала аварии) определяется территория, подвергшаяся радиационному воздействию и радиоактивному загрязнению; выявляются группы населения, находя-

щиеся на этой территории; оцениваются дозы облучения щитовидной железы и внешнего облучения; при необходимости проводятся иодная профилактика, укрытие, частичная или полная эвакуация населения, временно запрещается использование свежего цельного молока местного производства.

На втором этапе (2—7 сут) уточняются дозы внутреннего и внешнего облучения; проводятся измерения содержания радиоактивного иода в щитовидной железе у населения (не менее 10 % всех людей, находящихся в зоне радиоактивного загрязнения); проводится выборочный контроль за содержанием радиоактивных веществ в пробах внешней среды и продуктах питания (в основном в молоке, питьевой воде, зеленых овощах).

На третьем этапе (после 7 сут) проводится дальнейшее уточнение радиационной обстановки и доз облучения населения; в течение 4—6 нед продолжается контроль за содержанием радиоактивного иода в щитовидной железе людей и в коровьем молоке.

12.4. СЛУЖБА РАДИАЦИОННОГО ДОЗИМЕТРИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ И РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ НА АЭС

Радиационный дозиметрический контроль является неотъемлемой частью системы радиационной безопасности и должен обеспечивать получение необходимой информации о состоянии радиационной обстановки на АЭС, во внешней среде, а также об эквивалентной дозе облучения персонала.

Основным документом, определяющим обеспечение радиационной безопасности, являются правила радиационной безопасности. ПРБ АЭС-82, знание которых обязательно для эксплуатационного персонала и подлежат контролю и периодическим проверкам.

Согласно ПРБ АЭС общее руководство и ответственность за обеспечение радиационной безопасности возлагается на директора АЭС. Главный инженер несет ответственность за организацию и состояние работы по обеспечению радиационной безопасности.

Начальники смен, цехов, служб, лабораторий, участков, мастерских и мастера несут персональную ответственность за радиационную безопасность в подразделениях и обязаны обеспечить проведение организационных и технических мероприятий по созданию безопасных условий труда, инструктаж и обучение персонала безопасным методам работы, контроль за соблюдением технологических инструкций и правил радиационной безопасности; следить за радиационной обстановкой и ее соответствием допустимым и контрольным уровням; принимать меры по снижению доз внешнего и внутреннего облучения персонала и уменьшению радиоактивных загрязнений до возможно низких и экономически оправданных значений; обеспечить персонал в соответствии с предусмотренными нормами спецодеждой, спецобувью, средствами индивидуальной защиты, защитными экранами, инструментом и приспособлениями.

Служба радиационного дозиметрического контроля входит в состав Отдела охраны труда и техники безопасности (ООТ и ТБ)

АЭС и состоит из групп: оперативного контроля за радиационной обстановкой; индивидуального дозиметрического контроля; ремонта и проверки дозиметрических приборов; радиационного дозиметрического контроля внешней среды.

Оперативный контроль за радиационной обстановкой АЭС состоит из планового и специального контроля, которые осуществляются с помощью комплекса аппаратуры контроля радиационной безопасности (АКРБ), состоящего из стационарных, переносных и индивидуальных дозиметрических приборов.

Плановый контроль проводится в соответствии с заранее разработанным планом-графиком и включает следующие измерения: индивидуальных эквивалентных доз внешнего облучения по контролируемому персоналу; мощности эквивалентной дозы γ-излучения и плотности потока β-частиц; плотности потока и (или) мощности эквивалентной дозы нейтронов; концентрации и нуклидного состава радиоактивных газов и аэрозолей в воздухе производственных помещений; уровня загрязнения радиоактивными веществами поверхностей строительных конструкций и оборудования, кожных покровов, специальной одежды, средств индивидуальной защиты (СИЗ) и личной одежды персонала; активности и радионуклидного состава выброса радиоактивных газов и аэрозолей в атмосферу и сброса жидких радиоактивных отходов во внешнюю среду; активности жидких и твердых отходов, поступающих на захоронение; уровня радиоактивного загрязнения транспортных средств, территории АЭС и внешней среды за пределами АЭС; уровня радиоактивного загрязнения выносимых из АЭС оборудования и материалов.

Специальный контроль проводится для получения дополнительных сведений в период планово-предупредительных ремонтов и перегрузок топлива; при возникновении аварийных ситуаций (см. § 12.5), а также для уточнения объема планового радиационного дозиметрического контроля.

В помещениях АЭС, где мощность эквивалентной дозы γ-излучений или плотности потоков нейтронов при проведении технологических операций изменяется в широких пределах (центральный зал, хранилище отработавших твэлов и т. п.), должны устанавливаться стационарные приборы с автоматическими звуковыми и световыми сигнализирующими устройствами. Стационарные щитовые приборы должны давать информацию и осуществлять сигнализацию как на щитах, так и в местах установки детекторов. Периодический радиационный дозиметрический контроль мощности эквивалентной дозы ионизирующего излучения в производственных помещениях АЭС осуществляется переносными приборами. Для оперативной информации о радиационной обстановке АЭС устанавливают дистанционный автоматический контроль радиохимического состава теплоносителя и радиоактивных отложений на внутренней поверхности первого контура.

Контроль загрязнения радионуклидами СИЗ и тела персонала должен осуществляться стационарными приборами, установленны-

ми в санпропускнике, и переносными приборами, а поверхностей помещений АЭС — переносными приборами и с помощью мазков.

Контроль концентрации газоаэрозольного выброса в атмосферу и радиоактивных веществ с жидкими стоками их радионуклидного состава должен проводиться с использованием непрерывно действующих приборов.

Персонал АЭС должен быть обеспечен индивидуальными дозиметрами фотопленочного или термолюминесцентного типа, а при изменении мощности эквивалентной дозы γ-излучения в широких пределах — дозиметрами типа КИД. На аварийно-опасных участках персонал снабжается аварийными дозиметрами, иногда могут применяться пороговые дозиметры-сигнализаторы.

Ремонт, проверку и градуировку приборов всех видов радиационного контроля обеспечивает специальная группа ремонта и проверки дозиметрических приборов, в распоряжении которой должны быть образцовые приборы и источники излучения.

Результаты дозиметрических и радиометрических измерений, а также данные индивидуального контроля регистрируются в блоке памяти ЭВМ и в специальных журналах, учетных карточках индивидуального облучения, журнале учета работ с повышенной опасностью, проводимых по дозиметрическим нарядам-допускам и распоряжениям лиц административно-технического персонала.

Полученные результаты периодически анализируют в целях разработки мероприятий по уменьшению облучения персонала и загрязнения внешней среды.

Для проведения дозиметрического контроля за внешней средой вокруг АЭС (радиусом 10—12 км) предусматривается сеть специально оборудованных пунктов наблюдения, которые размещаются преимущественно в населенных районах и местах, доступных для подъезда автомашин и обслуживания в течение всего года.

Пункты наблюдения располагают по четырем основным направлениям относительно АЭС: по господствующему направлению ветров в данной местности и в противоположном и перпендикулярном направлениях. Один пункт — контрольный — устанавливают за пределами зоны наблюдения с наветренной стороны от АЭС, предполагая, что данные измерений на этом пункте не зависят от работы АЭС и являются фоновыми.

Служба контроля радиационной обстановки вокруг АЭС имеет специально оборудованные транспортные средства, предназначенные для отбора проб объектов внешней среды, а также проведения дозиметрических гамма-спектрометрических измерений непосредственно на местности. Обязательный дозиметрический контроль — измерение уровня γ-фона на местности в радиусе не менее 25—30 км от АЭС, а также в контрольном пункте. На основании этого измерения определяют дозовую нагрузку на население.

Контроль загрязнения внешней среды на пунктах наблюдения включает контроль мощности эквивалентной дозы γ-излучения и годовой эквивалентной дозы на местности; контроль загрязнения атмосферного воздуха, почвы, растительности, воды открытых во-

доемов, донных отложений, рыбы, сельскохозяйственных продуктов питания, молока и кормов местного производства.

Многолетний опыт эксплуатации АЭС в СССР и за рубежом показывает, что какого-либо заметного влияния АЭС на внешнюю среду выявить не удается, а загрязнение указанных объектов внешней среды практически отсутствует. Уровень этих загрязнений в районе АЭС значительно меньше уровня глобальных радиоактивных загрязнений на земном шаре от испытательных взрывов ядерного оружия и составляет доли процента естественного радиационного фона, поэтому обнаружить такие радионуклиды, как ^{60}Co, ^{131}I, ^{90}Sr, ^{137}Cs, обусловленные работой АЭС, сложно. При концентрировании отбираемых проб исследуемых сред больших объемов удается с использованием счетчиков и спектрометров анализировать обогащенный концентрат. Так, прокачивая атмосферный воздух через аэрозольный фильтр воздуходувкой в течение нескольких суток, получают обогащенную пробу, которую анализируют на γ-спектрометре.

Жидкообразные и другие пробы концентрируют разными методами: пропусканием через ионообменные фильтры, осаждением, выщелачиванием, озолением и т. п.

Измерения показывают, что плотность радионуклидных выпадений в районе размещения АЭС, концентрация радиоактивных аэрозолей и их состав соответствуют глобальным. γ-Фон не убывает по мере удаления от АЭС, β-активность открытых водоемов, почвы не превосходит фоновых значений.

12.5. ПРОВЕДЕНИЕ РЕМОНТНЫХ И АВАРИЙНЫХ РАБОТ. ПЕРЕГРУЗКА ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

При эксплуатации АЭС необходимо обращать внимание на специфику условий труда как по проведению планово-предупредительных, капитальных ремонтов и аварийных работ, так и при периодической перегрузке ядерного топлива. Все работы по проведению перегрузки ядерного топлива и планово-предупредительного ремонта оборудования АЭС должны проводиться по предварительно разработанному плану, в который включен комплекс инженерно-технических, организационных и радиационно-гигиенических мероприятий по обеспечению нормальных условий труда и радиационной безопасности персонала.

Плановый и капитальный ремонты производятся персоналом цеха централизованного ремонта, который прошел обучение по определенным, заранее предусмотренным ремонтным операциям. Все ремонтные операции после остановки реактора выполняются строго по плану-графику с указанием как трудовых (чел-ч) и дозовых затрат (чел-Зв), так и затрат на отдельные операции: транспортно-технологические; ревизии и ремонты реактора и оборудования первого контура; контроль герметичности оболочек твэлов; контроль прочности металла трубопроводов и оборудования, находящегося при повышенном давлении.

Для сокращения трудовых затрат при ремонте и снижении облучаемости персонала рекомендуется проводить поузловой, поагрегатный ремонт оборудования с наведенной радиоактивностью или заменой его готовыми деталями; предремонтную дезактивацию оборудования; измерение мощности эквивалентной дозы γ-излучения от оборудования в определенных по картограмме точках до и после его дезактивации; усиленный дозиметрический контроль; анализ радионуклидного состава продуктов деления и коррозии в теплоносителе, в отложениях на оборудовании первого контура и в воздушной среде. Чтобы свести облучение персонала, производящего ремонт, к минимуму, следует использовать средства индивидуальной защиты щитков в боксах или вытяжных шкафах; переносные свинцовые защитные экраны; дистанционные приспособления и инструмент; телевизионные установки; защитные контейнеры со смотровыми окнами из свинцового стекла и манипулятором; вентиляторы, отсасывающие радиоактивные аэрозоли и газы при проведении сварочных и шлифовальных работ.

По окончании ремонтных работ необходимо провести уборку и дезактивацию помещений с последующим дозиметрическим контролем. При этом вышедшие из строя детали, мелкое оборудование, загрязненное радионуклидами, необходимо уложить в пластиковые мешки или специальные контейнеры и транспортировать их в хранилище отходов. Персонал, производящий ремонт, должен пройти тщательный дозиметрический контроль, обработку в санпропускнике с заменой грязной спецодежды и обуви.

На случай аварийной ситуации на АЭС должны быть разработаны инструкции по ликвидации аварий и их последствий, где отражены меры: по ликвидации и локализации участков аварийного радионуклидного загрязнения; по защите персонала при выполнении аварийных работ; при возникновении или сигнале об аварийной ситуации персонал должен немедленно покинуть по кратчайшему маршруту рабочее место, по возможности приняв меры к отключению ненужного оборудования и уменьшению возможных последствий аварии, и сообщить о случившемся в ООТ и ТБ и о мероприятиях по защите населения и внешней среды.

Ликвидация аварий должна проводиться под строгим дозиметрическим контролем по специальному допуску с указанием продолжительности работы, средств защиты, фамилий участников и лиц, ответственных за проведение работ.

При извлечении через верх реактора аварийных твэлов необходимо предусмотреть защиту персонала от переоблучения (дополнительное экранирование временных саншлюзов, дополнительные СИЗ) и предотвратить загрязнение поверхностей реакторного зала (подстилка пластиковых ковриков и т. п.). Персонал, участвующий в ликвидации аварийной ситуации, должен иметь при себе индивидуальные аварийные дозиметры.

При выполнении аварийных и ремонтных работ должен проводиться инструктаж персонала по правилам радиационной безопасности с указанием характера и последовательности выполнения

работ. При особо неблагоприятной радиационной обстановке необходимо проводить репетицию предстоящих операций на макетах и нерадиоактивном оборудовании.

Твэлы и другое оборудование при выгружении из активной зоны реактора должны размещаться в сухих или заполненных водой пеналах, сборках, шахтах и бассейнах. Если извлекаемые твэлы выделяют в воздушную среду радиоактивные газы и аэрозоли, их следует размещать в сборках, снабженных вытяжной вентиляцией с очисткой воздуха, или герметичных емкостях. При извлечении твэлов из бассейна необходимо исключить попадание радиоактивной воды на поверхность помещения и оборудования.

Остальные требования по перегрузке ядерного топлива такие же, как при ремонтных работах.

12.6. ТРЕБОВАНИЯ К ВЕНТИЛЯЦИИ, ВОЗДУХООЧИСТКЕ, ВОДОСНАБЖЕНИЮ И ВОДООЧИСТКЕ

Системы вентиляции и газоочистные устройства АЭС должны обеспечивать нормальные условия работы персонала, предотвращать загрязнение воздушной среды помещения и атмосферного воздуха радиоактивными веществами и поддерживать оптимальные условия работы технологического оборудования на АЭС. При этом следует предусматривать приточно-вытяжные общеобменные и местные (технологические) вытяжные системы вентиляции, соблюдать раздельное вентилирование помещений зон строгого и свободного режимов без объединения воздуховодами вентиляционных систем необслуживаемых и обслуживаемых помещений. Воздушные потоки при вентилировании производственных помещений зоны строгого режима в нормальных и аварийных условиях направляются из чистых помещений в более загрязненные.

Вытяжные и приточные системы, обслуживающие помещения зоны строгого режима и удаляющие воздух от технологического оборудования, должны иметь резервные вентиляционные агрегаты и автоматические устройства их включения.

Вытяжные системы, удаляющие воздух, содержащий γ-активные радионуклиды, должны быть удалены от мест постоянного пребывания персонала или оборудованы защитой от излучения.

Заборные устройства приточной вентиляции располагают на таком участке территории АЭС, чтобы исключалась возможность попадания воздуха, выбрасываемого из вентиляционных труб и технологических выхлопных устройств.

Приточная и вытяжная вентиляция реакторного зала при посещении его персоналом осуществляется индивидуально, и воздухообмен должен быть не менее однократного в час. При перегрузке ядерного топлива и в период ремонтных работ в реакторном зале должны создаваться направленные воздушные завесы шахты реактора, бассейна выдержки и перегрузки.

Активные контуры теплоносителя, технологическое оборудование, установки спецводоочистки, емкости хранения жидких ра-

диоактивных отходов должны оснащаться системами технологических сдувок, которые вместе с воздухом из помещений строгого режима перед выбросом в вентиляционную трубу проходят через спецгазоочистку.

Скорость воздуха в периодически обслуживаемых и необслуживаемых помещениях на период ремонтных работ должна быть не менее 0,3 и 1 м/с соответственно.

Степень очистки вентиляционного воздуха и технологических сдувок от радиоактивных газов и аэрозолей должна быть такой, чтобы их выброс через вентиляционную трубу не превышал установленных значений ДВ, приведенных в табл. 12.1.

Системы хозяйственно-питьевого и производственного водоснабжения должны быть устроены раздельно. Производственное водоснабжение осуществляется по принципу оборотных систем и повторного использования воды для технических целей. При этом необходимо соблюдать меры предосторожности загрязнения радиоактивными веществами.

Для охлаждения производственных вод используют как градирни воздушного или смешанного типа, так и пресноводные водоемы-охладители наливного типа из смежных источников. При этом необходимо предусматривать использование тепловых вод АЭС в народнохозяйственных целях.

Для снабжения питьевой водой персонала в зоне строгого режима должны быть устроены питьевые фонтанчики со специальными колпачками, открывающимися с помощью ножной педали.

Основные отходы радиоактивных жидкостей на АЭС — отходы от очистки воды первого контура теплоносителя и утечки воды из него; отработавшие воды, применявшиеся в качестве охладителя системы регулирования, аварийной защиты и других узлов; воды, использованные при дезактивации и при стирке в специальных прачечных.

Жидкие отходы считают радиоактивными, если концентрация радиоактивных веществ в них превышает допустимую концентрацию (ДК), установленную для воды по НРБ-76. Такие жидкие отходы сбрасывать в водоемы запрещается. По удельной активности жидкие радиоактивные отходы делятся на слабоактивные ($\leqslant 3{,}7 \cdot 10^8$ Бк/м^3), подлежащие очистке с последующим возвратом в оборотный цикл АЭС или отведением в водоемы; среднеактивные (от $3{,}7 \cdot 10^8$ до $3{,}7 \cdot 10^{13}$ Бк/м^3) и высокоактивные ($\geqslant 3{,}7 \cdot 10^{13}$ Бк/м^3) отходы, которые либо перерабатывают, либо удаляют в специальные хранилища.

СП АЭС-79 устанавливают требования к организации систем перекачки отходов и устройств для их очистки или хранения.

Канализация для радиоактивных стоков должна быть раздельной. Различают хозяйственно-фекальный, производственно-ливневый и специальный типы канализации. Хозяйственно-фекальная и производственно-ливневая канализации предназначены для удаления жидких отходов, которые не содержат радионуклидов, исключая очищенные воды. Специальная канализация, предназначенная

для сбора и удаления различных типов жидких радиоактивных отходов, должна быть раздельной в зависимости от категории отходов.

Очистительные сооружения должны быть надежными в эксплуатации с высокой эффективностью дезактивации, исключающими загрязнение внешней среды жидкими и газообразными отходами.

Очистку вод от находящихся в них радиоактивных веществ можно производить различными способами.

Если вода содержит короткоживущие радионуклиды (^{24}Na, ^{56}Mn и др.), ее собирают для выдержки в больших емкости на несколько суток, а затем возвращают для использования в технических целях.

В некоторых случаях воду с короткоживущими радиоактивными веществами можно разбавлять нерадиоактивной промышленной водой и вместе с ней сбрасывать в открытые водоемы.

Для периодического снижения уровня активных веществ в воде первого контура применяют ионообменные фильтры, состоящие из органических смол. Органические смолы обладают способностью обменивать ионы, входящие в их состав, на радиоактивные ионы, находящиеся в теплоносителе. Этим способом можно очищать все радиоактивные воды, за исключением вод, использованных специальными прачечными, и вод после дезактивации, которые быстро забивают фильтр, вследствие чего эффект очистки резко снижается.

Для очистки смывных вод, содержащих активные продукты деления и другие радиоактивные вещества, применяют метод флокуляции. Метод состоит в том, что к очищаемой воде добавляют некоторые химикаты (сульфат алюминия, фосфат натрия с гидроокисью кальция, хлорид железа и др.), вызывающие коагуляцию веществ, которые после осаждения удаляются. Эффективность этого метода по извлечению из растворов радиоактивных веществ достигает 70 %.

Для удаления радиоактивных веществ из воды применяют адсорбенты (активированный уголь и кремнезем, глину, каолин, пемзу и др.), которые могут адсорбировать на своей поверхности радиоактивные ионы. Иногда метод адсорбции используют вместе с методом флокуляции, при этом эффективность очистки составляет около 99 %.

Загрязненные радиоактивными веществами воды прачечной, содержащие пенистые вещества, очищают биологической обработкой. В фильтрующей среде, состоящей из камня и гравия, выращивают колонии бактерий. Бактерии образуют желатинообразную среду с большой поверхностью, способную адсорбировать радиоактивные вещества. Эффективность этого метода по извлечению некоторых α-излучателей достигает 95 %.

Для очистки вод, содержащих большое количество радиоактивных веществ, применяют метод выпаривания. На рис. 12.2 показана схема очистки радиоактивных вод методами выпаривания и выдержки.

Баки *1* наполняются в основном водами, содержащими короткоживущие радиоактивные вещества. В этих баках вода находится в течение нескольких суток. После снижения активности воды направляют для использования в технических целях или производственную канализацию через емкость *8*. Загрязненные долгоживущими радионуклидами воды предварительно собирают в емкость *4*, откуда перегоняют в выпарной аппарат *2*. Смывные воды предварительно обрабатывают в аппарате химической очистки *3*, затем направляют в выпарной аппарат *2*. Концентраты, полученные после испарения, переводят в специальные баки хранения концентрата *7*. Пар из испарителя конденсируется в конденсаторе *5* и собирается в сборнике конденсата *6*. Конденсат из испарителя после контроля на активность используется повторно или сбрасывается в производственную канализацию.

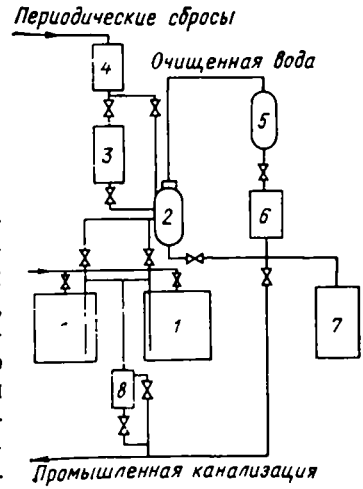


Рис 12 2

При обнаружении в воде долгоживущих радиоактивных веществ ее переводят в выпарной аппарат *2*. Загрязненность сбросных вод непрерывно измеряют радиометрическими приборами.

12.7. СРЕДСТВА ИНДИВИДУАЛЬНОЙ ЗАЩИТЫ, ПРАВИЛА ЛИЧНОЙ ГИГИЕНЫ И ОРГАНИЗАЦИЯ МЕДИЦИНСКОГО ОБСЛУЖИВАНИЯ ПЕРСОНАЛА АЭС

Весь персонал АЭС должен быть обеспечен соответствующей спецодеждой, в комплект которой для лиц, работающих в зоне строгого режима, входят комбинезон или костюм, шапочка, спецбелье, носки, легкая обувь или ботинки, перчатки, полотенце, носовые платки разового пользования, индивидуальные средства защиты (СИЗ) органов дыхания.

Помимо спецодежды повседневного применения в зависимости от радиационной обстановки (ремонтных и аварийных работ) оперативный персонал ООТ и ТБ определяет необходимость использования дополнительных СИЗ для защиты от попадания радиоактивных веществ на кожу и внутрь организма.

К дополнительным СИЗ по защите кожи относятся пластиковые полукомбинезон, полухалат и фартук, резиновые перчатки, пластиковые нарукавники, бахиллы (типа сапог), чулки и следы.

Персонал зоны свободного режима обеспечивается халатами, шапочками и тапочками.

Вход в зону строгого режима допускается только через санпропускник с обязательным полным переодеванием работающих,

а вход в помещения, где ведутся аварийные и ремонтные работы, кроме того, через санпропускники.

При выходе из зоны строгого режима контролируют чистоту спецодежды и СИЗ, затем их снимают. При выявлении радиоактивного загрязнения кожи необходима очистка и отмывка ее под душем. После санобработки кожные покровы не должны иметь радиоактивного загрязнения выше 0,1 уровня $ДЗ_А$.

Радиоактивное загрязнение спецодежды и СИЗ персонала не должно превышать допустимого уровня $ДЗ_А$, установленного НРБ—76. Спецодежду и СИЗ, загрязненные выше $ДЗ_А$, следует немедленно заменять. Загрязнение личной одежды и обуви не допускается.

При работе в условиях загрязненного радионуклидами воздуха персонал необходимо обеспечить фильтрующими или изолирующими СИЗ органов дыхания. К фильтрующим СИЗ относятся респираторы и противогазы, в которых внешний вдыхаемый воздух проходит очистку на специальных фильтрах. В изолирующих СИЗ обеспечивается нагнетание чистого воздуха в зону дыхания с помощью шлангов или специальных кислородных приборов. К ним относятся пневмокостюмы, пневмомаски и др. При выборе типа СИЗ органов дыхания учитывают радиотоксичность и уровень содержания радионуклидов в воздухе, дисперсность аэрозолей, токсичность газов или паров вредных веществ.

При выборе СИЗ особое значение уделяется их эффективности, характеризующей как проникновение и подсос радионуклидов, так и время защитного действия фильтрующих элементов и время нарастания сопротивления дыханию.

В условиях радиоактивного загрязнения к СИЗ для защиты органов дыхания предъявляются особо высокие требования, поскольку необходимо обеспечить очень эффективную защиту от попадания радионуклидов в организм.

Наибольшее применение для этих целей на АЭС нашли бесклапанные респираторы ШБ-1 типа «Лепесток-200», «Лепесток-40» и «Лепесток-5», используемые как одноразовое средство защиты от радиоактивных аэрозолей, концентрация которых не превышает 200, 40 и 5 $ДК_А$ соответственно. Названные респираторы представляют собой сплошную легкую маску с фильтрующим материалом, обеспечивающим эффективность задержки аэрозолей до 99,9 %. При концентрациях более 200 $ДК_А$ используют пневмомаску ЛИЗ-5 или пневмошлем ЛИЗ-4 с подачей чистого воздуха по шлангу длиной до 20 м, а также пневмокостюмы типов ЛГ-4а и ЛГ-5а, б.

Виды используемых на АЭС СИЗ приведены в табл. 12.4.

Правила поведения персонала в зоне строгого режима сводятся в основном к следующему: проход на рабочее место должен быть по строго определенному маршруту без захода (без особой необходимости) в другие помещения, запрещается открывать без разрешения двери боксов и других необслуживаемых помещений; все операции на рабочем месте должны быть заранее известны пер-

Таблица 12.4 Виды средств индивидуальной защиты

Изолирующие костюмы	Ш—шланговые	Пневмокостюмы, скафандры
	А — автономные	Пневмокостюмы, скафандры
Средства защиты органов дыхания (СИЗ ОД)	Ф — фильтрующие	Противогазы, респираторы противоаэрозольные (ФА), противогазовые (ФГ), универсальные (ФУ)
	И — изолирующие	Пневмомаски, пневмополумаски, противогазы: шланговые (ИШ), автономные (ИК)
Специальная одежда (спецодежда)	Повседневная	Комбинезоны, костюмы, куртки, брюки, халаты
	Дополнительная	Пленочная спецодежда: фартуки, полухалаты, нарукавники
Специальная обувь (спецобувь)	Основная	Сапоги, ботинки, тапочки
	Дополнительная	Галоши, защитные чехлы
Средства индивидуальной защиты рук (СИЗ рук)	Основные	Резиновые, пленочные и хлопчатобумажные перчатки
	Дополнительные	Перчатки и рукавицы хлопчатобумажные
Средства индивидуальной защиты глаз (СИЗ глаз)	Для защиты от β-излучения	Щиток — экран, очки
Средства индивидуальной защиты головы (СИЗ головы)		Каски, береты, шапки
Предохранительные приспособления		Ручные захваты, манипуляторы
Комбинированные СИЗ	Ш — шланговые	Пневмокуртки (полускафандры), пневмошлемы
	А — автономные	Автономные пневмокуртки (полускафандры), пневмошлемы

соналу, хорошо спланированы и проводиться с минимальной затратой времени; работающие в зоне строгого режима обязаны периодически в течение смены проверять загрязнение рук, спецодежды, спецобуви. При обнаружении загрязнения рук их следует немедленно отмыть, загрязненную свыше $ДЗ_А$ спецодежду заменить в санпропускнике.

В помещениях зоны строгого режима запрещается пребывание персонала без необходимых СИЗ и индивидуальных дозиметрических приборов; хранение пищевых продуктов и прием пищи, хранение личной домашней одежды, косметических принадлежностей и других предметов, не имеющих отношения к работе; курение допускается только в специальных помещениях, оборудованных умывальником для мытья рук, радиометрическим прибором для самоконтроля и фонтанчиком питьевой воды для полоскания рта.

Персонал, работающий в зоне строгого режима, должен находиться под медицинским наблюдением и проходить периодический медицинский осмотр.

Для сотрудников АЭС и членов их семей должны быть предусмотрены лечебно-профилактические и санитарно-эпидемиологи-

ческие учреждения (больницы, поликлиники, аптеки, детские молочные кухни и др.). На первом этаже административно-бытового корпуса должно находиться помещение для врачебного здравпункта I категории, в составе которого имеются лаборатории: гематологическая, по обследованию биосубстратов, дезактивации. В случае выявления отклонения в состоянии здоровья у отдельных лиц персонала решается вопрос о временном или постоянном выводе этих лиц из условий труда, связанных с ионизирующим излучением.

На АЭС должна быть также промсанлаборатория, оснащенная дозиметрической, радиометрической, спектрометрической аппаратурой и установками для проведения текущего санитарного надзора АЭС и прилегающей территории. Кроме того, промсанлаборатория обеспечивается автодорожным и при необходимости водным транспортом, снабженным передвижной радиобиологической лабораторией, предназначенной для отбора проб объектов внешней среды и проведения измерения ионизирующего излучения на местности.

Многолетний период эксплуатации АЭС в СССР показал, что благодаря здоровым и безопасным условиям труда каких-либо случаев профзаболеваний персонала АЭС не возникало.

128. ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ ЗАГРЯЗНЕНИЯ РАДИОАКТИВНЫМИ ВЕЩЕСТВАМИ ПОВЕРХНОСТЕЙ РАБОЧИХ ПОМЕЩЕНИЙ, ОБОРУДОВАНИЯ, СПЕЦОДЕЖДЫ И КОЖНЫХ ПОКРОВОВ ПЕРСОНАЛА

Радиоактивное загрязнение наружных поверхностей помещения, оборудования, спецодежды и кожного покрова не должно превышать значения $ДЗ_д$, приведенного в табл. П.36. При нормальной работе реактора загрязненность поверхностей рабочих помещений значительно ниже допустимых значений ($ДЗ_д$).

В зависимости от прочного или слабого сорбирования радиоактивных веществ на поверхности они будут составлять фиксированную или нефиксированную («снимаемую») часть загрязнения. Имеющиеся загрязненные поверхности не должны приводить к загрязнению воздуха рабочих помещений выше установленной допустимой концентрации. В помещениях постоянного пребывания персонала необходимо проводить ежедневно уборку влажным способом и не реже 1 раза в месяц — мытье стен, полов, дверей и наружных поверхностей оборудования. При этом эффективность дезактивации следует контролировать дозиметрическими приборами.

Основные источники загрязнения поверхностей — радиоактивные продукты коррозии ^{51}Cr, ^{54}Mn, ^{58}Co, ^{60}Co, ^{59}Fe, ^{110m}Ag и небольшая доля продуктов деления ^{103}Ru, ^{131}Cs, ^{140}La, ^{144}Ce и др. Необходимо иметь в виду, что во время ремонтных работ и перегрузки ядерного топлива в местах их проведения загрязненность возрастает в десятки раз.

Наибольшую опасность при внешнем облучении персонала представляют радиоактивные вещества, осевшие на поверхность и

служащие источником γ-излучения. Так, отложения приведенных выше продуктов коррозии и деления на оборудовании первого контура ВВЭР-440 создают около него мощность эквивалентной дозы от $2 \cdot 10^{-2}$ до 20 мкЗв/с, что составляет 70—80 % годовой эквивалентной дозы внешнего облучения персонала АЭС. Внешним облучением от β-частиц можно пренебречь из-за незначительного их пробега в воздухе. Так, при $E_\beta = 1{,}0 \div 1{,}5$ МэВ $R_\beta^{возд} = 0{,}35 \div 0{,}5$ м, если персонал при выполнении различных операций находится на расстоянии 0,3—0,6 м от загрязненных поверхностей или оборудования.

Радионуклиды с загрязненных поверхностей могут переноситься в воздух при выполнении ремонтных работ и перемещении персонала по помещению, а также под действием вентилируемого воздуха. Этот перенос зависит и от многих других факторов (материала и свойств поверхности, термических и механических воздействий на нее, физико-химических свойств осевших радионуклидов).

Радионуклиды могут попадать в процессе работы на кожный покров открытых участков тела, с наибольшей вероятностью на руки, а с рук внутрь организма человека. Кроме того, β-активные вещества представляют собой опасность облучения самой кожи рук и могут вызвать их заболевание. Из табл. П.36 видно, что минимальное значение $ДЗ_д$ β-активными нуклидами установлено для кожных покровов тела, полотенца, спецбелья и составляет 100 β-част./(см²·мин) (около 3,7 Бк/см²), а максимальное — для поверхностей рабочих помещений и оборудования — 2000 β-част./(см²·мин) (около 74 Бк/см²).

Дозиметрический контроль загрязнения спецодежды, обуви и тела персонала осуществляется стационарными приборами, размещенными в санпропускнике или в саншлюзе, и переносными приборами, а в проходной контролируют загрязненность личной одежды сотрудников АЭС.

Загрязненность поверхностей помещения и оборудования контролируют переносными приборами и методом мазков, радиоактивность которых измеряют радиометрическими приборами. Последний метод используют в основном для оценки нефиксированной загрязненности.

Для измерения загрязненности поверхностей используют переносный универсальный радиометр РУП (см. рис. 11.11).

Загрязненность спецодежды, рук измеряют блоками детектирования БДЗА2-01 для α-активных нуклидов и БДБ2-01, БДБ2-02 для β-активных веществ. Скорость измерения счета импульсов определяется прибором УИМ2-1 («Актиния» — см. рис. 11.13). Пороговые сигнализаторы-радиометры загрязненности рук β-активными веществами СЗБ-04 и СЗБ-03 и установка контроля β-загрязненности рук РЗБ-05-01 нашли широкое использование в радиометрии.

Для контроля и сигнализации о загрязненности одежды и различных участков тела человека β-активными веществами исполь-

зуют стационарные многоканальные установки типа РЗБ-04-04, входящие в комплекс АКРБ «Сейвал» и «Горбач».

Контрольная установка РЗГ-04-01 предназначается для контроля γ-излучения на проходной при выходе с территории АЭС. Она задерживает лиц из персонала, которые прошли недостаточно тщательную дезактивацию и для которых требуется дополнительный контроль другими измерительными средствами.

Аналогичная установка РЗГ-05 предназначена для контроля транспортных средств.

Контроль загрязненности поверхностей с помощью мазков осуществляется: в случае повышенного γ-фона, мешающего применению переносных радиометров; когда форма поверхности ограничивает применение этих радиометров; когда снимаемая (нефиксированная) загрязненность не допускается.

Загрязненность поверхностей методом мазков определяют как среднее значение по пяти точкам на площади 1 м^2. Для получения достаточной статистической точности число точек следует увеличить до 10—20.

В качестве сорбентов-пробоотборников используют хлопчатобумажную ткань, марлю, фильтровальную бумагу и ватные тампоны. Мазки снимают сухими или влажными сорбентами. При отборе пробы влажным сорбентом его смачивают в этиловом спирте или азотной кислоте (1—1,5 н), что повышает долю снимаемой активности с загрязненной поверхности. Сухие мазки обычно отбирают фильтровальной бумагой.

Уровень радиоактивной загрязненности, част./(см^2·мин), поверхности в месте пробоотбора равен

$$\varphi = \mathcal{A}/(kS),$$

где S — площадь, с которой отобран мазок, см^2; φ — плотность потока α- или β-частиц от пробы в телесном угле 2π, част./(см^2·мин); k — коэффициент снятия мазка, т. е. доля активности, перешедшая с отбираемой площади на сорбент контактным путем.

Для поверхностей из нержавеющей и обычной стали, алюминия, пластиката коэффициент снятия влажного мазка можно принять равным $k=0{,}5$. Среднее значение снятия сухого мазка $k=0{,}1$. Значение активности мазка определяют с помощью α-, β-радиометрических установок или приборов типа РУП, блоков детектирования БДЗА2-01, БДБ2 и др.

12.9. ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ ВНЕШНЕГО И ВНУТРЕННЕГО ОБЛУЧЕНИЯ ПЕРСОНАЛА АЭС

Несмотря на обеспечение герметизации оборудования с радиоактивными средами и изоляцию всех помещений с этим оборудованием, все же незначительная часть газоаэрозольных радионуклидов попадает в рабочее помещение. Затем в основном через органы дыхания и в меньшей степени через кишечно-желудочный тракт радиоактивные вещества проникают внутрь организма че-

ловека. В этом отношении особенно опасны периоды ремонтных работ при разуплотнении технологического оборудования и перегрузок отработавших твэлов.

Измерения газоаэрозольных нуклидов в воздухе не могут дать достаточно точной количественной информации о фактическом поступлении радиоактивных веществ внутрь организма персонала вследствие большой погрешности измерения малых концентраций радиоактивных газоаэрозольных веществ в воздухе; неравномерности распределения концентрации радионуклидов в местах ее измерения и в зоне нахождения человека; различной дисперсности аэрозолей, не учитывающейся радиометрами; индивидуальных физических особенностей человека, отличительных особенностей средств индивидуальной защиты органов дыхания (эффективность их также при измерении концентрации во внимание не принимается).

С учетом изложенного дозиметрический контроль внутреннего облучения человека осуществляют следующими методами прямого измерения содержания или поступления радионуклидов внутрь организма человека: методом биофизического контроля (радиометрия проб крови и выделений из организма) и применением спектрометров излучения человека (СИЧ). Первый метод характеризуется значительной чувствительностью, но измерения могут иметь достаточно высокую погрешность из-за индивидуальных биологических отличий людей и суточных колебаний выделений из организма человека. Второй метод с использованием установок СИЧ не имеет недостатков первого метода, и его можно применять для определения индивидуальных эквивалентных доз внутреннего облучения персонала АЭС и выявлять наиболее радиационно опасные операции, связанные с поступлением радионуклидов внутрь организма человека.

Дозиметрический контроль радионуклидов в основных критических органах (щитовидная железа — ^{131}I; легкие — нерастворимые соединения ^{58}Co, ^{60}Co; все тело — растворимые соединения ^{24}Na, ^{42}K, ^{137}Cs и др.) осуществляется с помощью коллимированных детекторов γ-излучения.

Из опыта эксплуатации АЭС известно, что облучение внутренними источниками γ-излучения составляет всего несколько процентов (не более 10 %) допустимой эквивалентной дозы в год. Чтобы гарантировать защиту меньшей части персонала от облучения выше ПДД и большей части на уровне 0,1—0,2 ПДД, необходимо контролировать содержание поступающих в организм радионуклидов на уровне 0,1 $ДС_А$, а отдельных радионуклидов в пределах 0,01—0,05 $ДС_А$. Этого можно достигнуть при высокой чувствительности СИЧ к минимальной детектируемой активности (щитовидная железа — несколько сотен беккерелей, легкие — 10^3 Бк, все тело — 10^4 Бк).

Для увеличения чувствительности детекторы СИЧ и обследуемого человека помещают в стальную камеру для экранирования космического и фонового излучений.

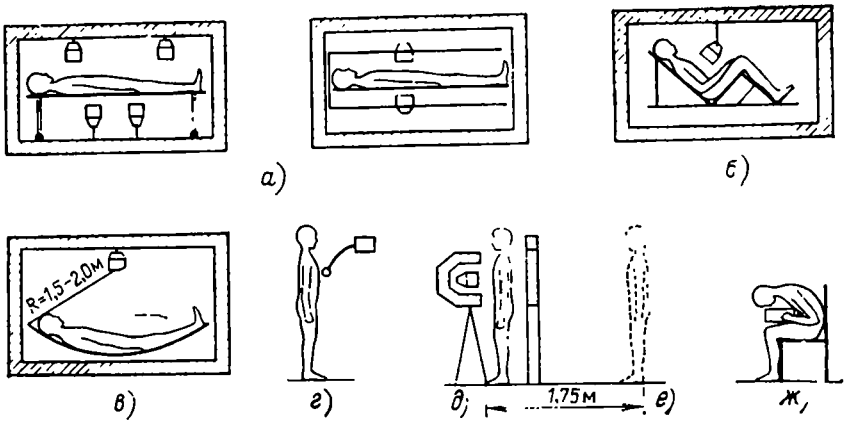


Рис 12.3

При измерении спектрометром излучения человека необходимо определенное расположение детектора и обследуемого органа человека (рис. 12.3): *а* — человек лежит на спине, детекторы размещены сверху и снизу; *б* — человек сидит в кресле типа шезлонга, детектор расположен над животом; *в* — человек лежит на дугообразном ложе, детектор расположен на расстоянии 1,5—2,0 м в центре дуги; *г* — человек стоит, детектор устанавливают вплотную к различным точкам тела; *д* — человек стоит, а детектор в защите со сменным коллиматором регистрирует γ-излучение щитовидной железы или легких; *е* — человек стоит на расстоянии 1,75 м от детектора; *ж* — человек сидит, пригнувшись к коленям, а детектор располагается у живота.

Геометрия *а* и *б* обладает наивысшей чувствительностью 1—10 Бк для равномерно распределенных в теле радионуклидов (например, ^{137}Cs, ^{24}Na и др.), но неприемлема в повседневной практике массовых измерений персонала АЭС из-за сложности и дороговизны стальной защиты и применяемой аппаратуры. Остальные виды геометрии измерения могут быть использованы при контроле внутреннего облучения персонала АЭС.

Внутренний дозиметрический контроль с использованием СИЧ разделяют на текущий, оперативный и послеаварийный.

Текущий дозиметрический контроль всего персонала, работающего в зоне строгого режима, проводится не реже 1 раза в год. Кроме того, проводится выборочное ежеквартальное обследование лиц из цеха централизованного ремонта, реакторного и химического цехов и др. При обнаружении у обследуемого персонала содержания радионуклидов более 0,05 $ДС_ч$ ежеквартальный дозиметрический контроль распространяется на всех работников зоны строгого режима.

Оперативный дозиметрический контроль проводится по обследованию персонала до начала и после окончания радиационно

опасных работ (ремонт парогенераторов, разуплотнение первого контура теплоносителя и т. п.).

Послеаварийный дозиметрический контроль осуществляют в течение 3—48 ч со времени установления аварийной ситуации или обнаружения в воздухе рабочих помещений высокой концентрации газоаэрозольных радионуклидов (более 30 $ДК_А$). При переоблучении персонала нейтронами определение эквивалентной дозы можно измерить на установке прибора СИЧ по наведенной активности ^{24}Na в теле человека.

Стационарная установка СИЧ типа МСГ-01, входящая в состав аппаратуры контроля радиационной безопасности (АКРБ) «Сейвал» («Горбач») (см. рис. 11.23), позволяет в течение 15—30 мин провести измерение концентрации радионуклидов на уровне 0,1 $ДС_А$ по ^{137}Cs и ^{60}Co, определить их радионуклидный состав и эквивалентную дозу внутреннего облучения.

Можно осуществлять дозиметрический контроль внутреннего облучения человека, производя радиометрию крови и выделений из организма. Для этих целей используют переносный радиометр — СРП-75 или СРП-68 (см. рис. 11.10).

12.10. СИСТЕМА РАДИАЦИОННОГО ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ НА АЭС

Основополагающим в технологическом радиационном контроле является вопрос оценки состояния активной зоны, которое в основном определяется герметичностью оболочек твэлов, а также утечками радиоактивных веществ через другие защитные барьеры: трубопроводы первого и второго контуров теплоносителей, защитную оболочку реактора, систему вентиляции, герметичные помещения и др.

В результате воздействия различных факторов (температуры, коррозии, переменных тепловых и гидравлических нагрузок и т. д.) при эксплуатации АЭС может возникнуть разгерметизация оболочек у некоторой части твэлов. Скопившиеся под оболочкой и в ядерном топливе радиоактивные продукты деления через разрушения в оболочке будут выходить в теплоноситель со скоростью тем большей, чем обширней степень дефекта твэла, а затем будут разноситься средой по технологическому контуру и с эжекторными газами во внешнюю среду. При значительном разрушении твэла, кроме продуктов деления, в теплоноситель может поступать и ядерное топливо. Таким образом, наличие радиоактивных веществ в теплоносителе определяет в целом радиационную обстановку не только на АЭС, но и во внешней среде. Поэтому дозиметрический контроль герметичности оболочек твэлов как первого защитного барьера является важнейшей задачей технологического радиационного контроля.

При обнаружении негерметичных твэлов выгружают из активной зоны кассеты с этими твэлами и заменяют их. Таким образом, концентрацию продуктов деления в теплоносителе поддерживают

на уровне, не превышающем ДК (например, для АЭС с реактором ВВЭР-440—$3{,}7 \cdot 10^9$ Бк/кг, для АЭС с ВВЭР-1000—$1{,}0 \times 10^9$ Бк/кг), с учетом поверхностного загрязнения оболочек твэлов.

Различают следующие виды контроля состояния активной зоны или контроля герметичности оболочек твэлов (КГО): периодический КГО твэлов работающего реактора методом отбора проб теплоносителя и сопоставления измеренных значений удельной активности радионуклидов с расчетными значениями; непрерывный КГО твэлов работающего реактора с помощью радиометрической и спектрометрической аппаратуры беспробоотборным методом; КГО и обнаружение кассет с негерметичными твэлами на остановленном реакторе в период перегрузки топлива (с этой целью часть или все выгруженные кассеты помещают в специальный стенд КГО).

Для АЭС с реакторами РБМК в зависимости от величины дефекта твэла различают четыре степени разгерметизации, которые характеризуют радиационное состояние активной зоны: I степень — микротрещины в оболочках или дефекты типа газовой неплотности; удельная активность $^{132-135}$I находится в пределах $(1{,}85—185) \cdot 10^2$ Бк/кг, постоянная утечки $\mu_i = 10^{-6} \div 10^{-5}$ с$^{-1}$; II степень — нераскрытые микротрещины, удельная активность $^{132-135}$I более $1{,}85 \cdot 10^4$ Бк/кг ($\mu = 10^{-4}$ с$^{-1}$); III степень — дефекты в виде раскрытых макротрещин, удельная активность ^{131}I и других долгоживущих нуклидов более $1{,}85 \cdot 10^6$ Бк/кг ($\mu_i = 10^{-3} \div 10^{-2}$ с$^{-1}$); IV степень — крупные дефекты — разрывы оболочки ($\mu_i \geqslant 10^{-1}$ с$^{-1}$) и прямой контакт теплоносителя с топливом ($\mu_i = 1{,}0$ с$^{-1}$).

Было установлено, что в зависимости от разгерметизации оболочек твэлов очень резко изменяется удельная активность короткоживущих радионуклидов (например, ^{132}I, ^{135}I и др.), а удельная активность долгоживущих (например, ^{131}I и др.) практически не изменяется. Следовательно, соотношение удельной активности коротко- и долгоживущих радионуклидов в теплоносителе будет характеризовать различные степени разгерметизации оболочек твэлов Так, на РБМК-1000 при I степени разгерметизации удельная активность радионуклидов иода и РБГ лежит в пределах $1{,}85 \cdot 10^2$—$1{,}85 \cdot 10^4$ Бк/кг, а при II степени разгерметизации — более $1{,}85 \cdot 10^4$ Бк/кг. Соответствующие этим степеням разгерметизации отношение скорости поступления в теплоноситель долгоживущего ^{131}I и короткоживущего ^{135}I составляет примерно 0,2 и 1. Для определения негерметичности используют также и нелетучие радионуклиды (Sr, Ba), имеющие короткоживущих летучих предшественников (Kr, Xe)

12.10.1. Технологический контроль теплоносителя первого контура по герметичности оболочек твэлов

Для оценок состояния активной зоны реактора необходимо определить концентрацию радионуклида иода и РБГ в теплоносите-

ле путем отбора проб теплоносителя и их спектрометрического анализа с использованием спектрометра γ-излучения с полупроводниковым Ge(Li)-детектором.

В отобранной пробе теплоносителя, кроме радионуклидов иода и РБГ, присутствуют другие продукты деления и коррозии, идентификация первых бывает затруднена из-за близости значений энергии γ-излучения других определяемых нуклидов. Поэтому довольно часто из отобранной пробы теплоносителя изотопы иода и другие радионуклиды предварительно разделяют методами радиохимии (например, с использованием четыреххлористого углерода) или с помощью хроматографии на селективных сорбентах. В последнем случае пробу теплоносителя пропускают через хроматографическую колонку с селективными таблетками — сорбентами, одна из которых пропитана сорбентом иода, а остальные рассчитаны на сорбцию других радионуклидов (Ba, Cs, Sr и т. п.). После этого таблетку, сорбировавшую иод, обмеряют на спектрометре, определяют удельную активность каждого изотопа иода и оценивают состояние оболочек твэлов. Данные спектрометрического анализа остальных таблеток используют для проверки и подтверждения результатов этой оценки и для уточнения полного радионуклидного состава теплоносителя.

На рис. 12.4 изображен спектр γ-излучения пробы воды теплоносителя АЭС с реактором ВВЭР-440, измеренный с помощью полупроводникового спектрометра с детектором ДГДК-40Б.

В состав аппаратуры непрерывного контроля радиационной безопасности (АКРБ) «Сейвал» для АЭС с реактором ВВЭР входят устройства детектирования (УД) удельной активности ^{132}I и ^{88}Kr в теплоносителе первого контура, а также потока запаздывающих нейтронов из теплоносителя. Информация от этих УД позволяет следить за состоянием активной зоны реактора, динамикой развития негерметичности оболочек твэлов и в целом за радиационной безопасностью на АЭС. Эти УД размещаются на байпасных линиях системы непрерывной очистки теплоносителя первого контура. На рис. 12.5 дается схема размещения точек контроля протечек теплоносителя первого и второго контуров.

УД (УДЖГ-08Р) удельной активности ^{132}I (рис. 12.6) устанавливается после катионообменных фильтров (см. рис. 12.5, т. *1*), УД (УДЖГ-07Р) удельной активности ^{88}Kr (рис. 12.7) — после катионо- и анионообменных фильтров (см. рис. 12.5, т. *2*).

Удельную активность ^{132}I измеряют регистрацией каскадного γ-излучения, возникающего при β-распаде ^{132}I (регистрируются одновременно два фотона с энергией 0,667 и 0,772 МэВ). УД УДЖГ-08Р (см. рис. 12.6) имеет два сцинтилляционных блока детектирования с кристаллом NaI (Tl), установленным в свинцовой защите *1* и размещенным на противоположных сторонах байпасного трубопровода *3*, отводящего пробу теплоносителя после системы водоочистки (СВО) (рис. 12.5, т.1). Такая схема контроля позволяет снизить фон, создаваемый радионуклидами, находящимися в теплоносителе в виде катионов (^{24}Na, ^{56}Mn, ^{60}Co и др).

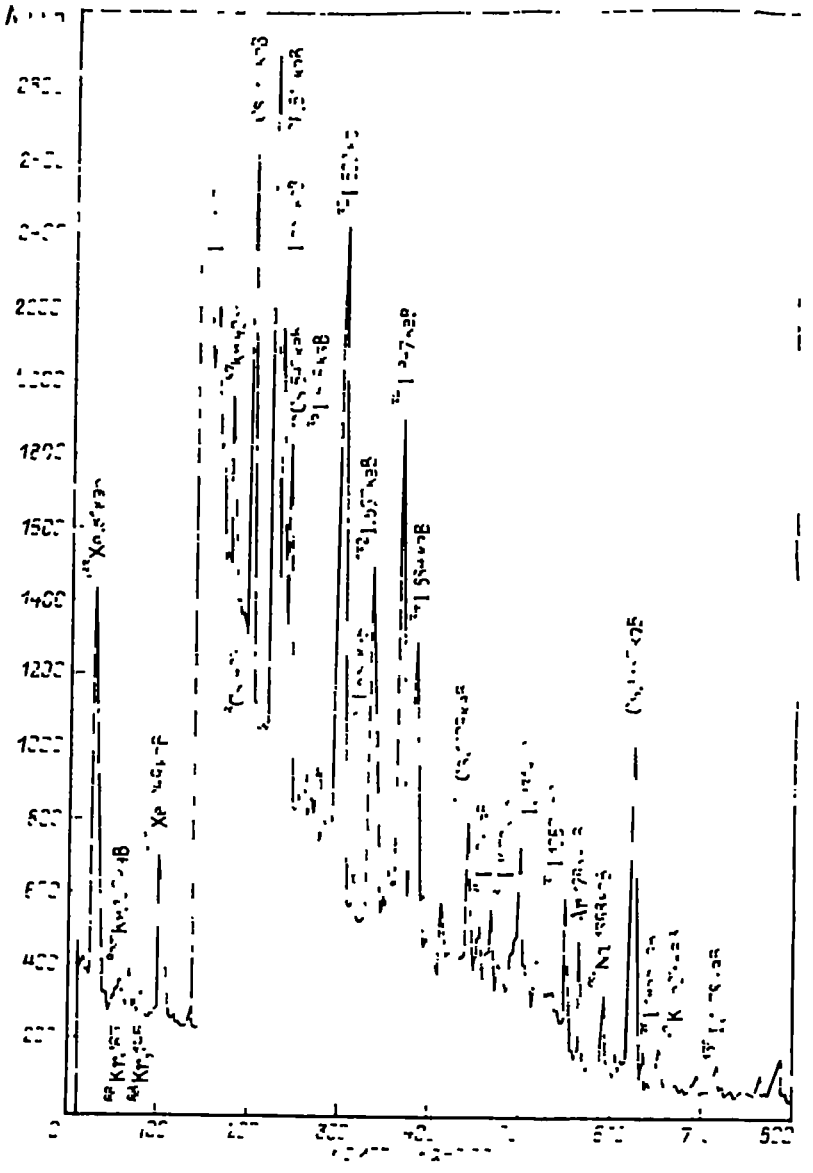


Рис 12 4

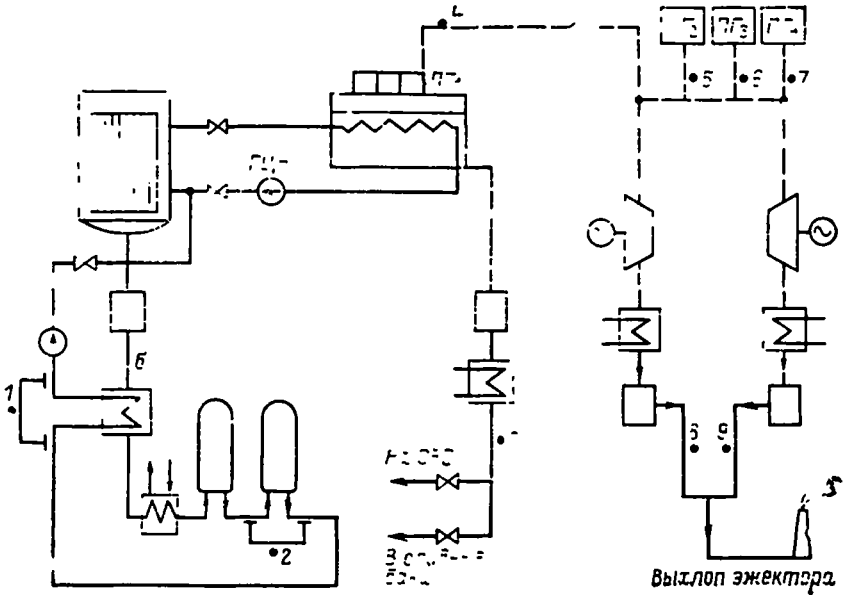


Рис 12 5

Импульсы от каждого блока детектирования поступают на два дифференциальных дискриминатора. Одна пара дискриминаторов из разных каналов настроена на энергию каскадного γ-излучения ^{132}I. После дискриминаторов импульсы поступают на схему совпадений. Вторая пара дискриминаторов со схемой совпадений регистрирует импульсы от γ-излучения с более высокой энергией, чем у ^{132}I. Это позволяет дополнительно уменьшить фон от каскадного γ-излучения других радионуклидов, находящихся в теплоносителе. Для снижения фона случайных совпадений устройство имеет защиту из свинца, а встроенные в защиту холодильники *2* (см. рис. 12.6) обеспечивают стабильный температурный режим. Диапазон регистрации составляет от $3 \cdot 10^8$ до $3 \cdot 10^{11}$ Бк/кг, чувствительность в первом поддиапазоне — $8 \cdot 10^{-6}$ имп·м^3/(с·Бк), во втором — $2{,}2 \cdot 10^{-6}$ имп·м^3/(с·Бк).

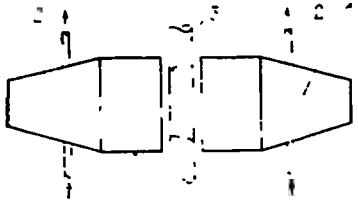


Рис 12 6

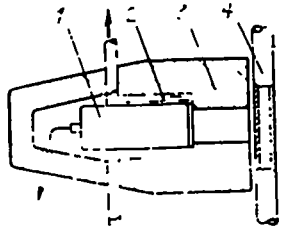


Рис. 12 7

Опыт эксплуатации прибора РЖГ2-02 «Берест-I» с УДЖГ-08Р на АЭС с ВВЭР показал, что даже на стабильном уровне мощности реактора удельная активность ^{132}I может временами изменяться в несколько раз, что свидетельствует о нестационарном характере выхода продуктов деления из негерметичных твэлов в определенные моменты работы реактора.

УД (УДЖГ-07Р) удельной активности ^{88}Kr (рис. 12.7) устанавливается после катионо- и анионообменных фильтров (см. рис. 12.5, т. 2) СВО. Измерение удельной активности ^{88}Kr осуществляется по интенсивности γ-излучения с энергией 2,4 МэВ сцинтилляционным блоком детектирования *1* с кристаллом NaI(Tl), установленным в свинцовой защите *3* с холодильником *2* возле байпасного трубопровода *4*, отводящего пробу после СВО. Импульсы от блока детектирования усиливаются и поступают на два дифференциальных дискриминатора. Один из них настроен на регистрацию импульсов γ-излучения с энергией 2,4 МэВ, а другой регистрирует импульсы, соответствующие γ-излучению с более высокой энергией. Это позволяет компенсировать фон от внешнего γ-излучения и высокоэнергетического γ-излучения радионуклидов, находящихся в теплоносителе. Чувствительность УДЖГ-07Р составляет $9 \cdot 10^{-10}$ имп·м^3/(с·Бк), диапазон регистрации $3{,}7 \cdot 10^5$—$3{,}7 \cdot 10^8$ Бк/кг.

Контроль герметичности оболочек твэлов можно производить по регистрации запаздывающих нейтронов, которые испускают радионуклиды летучих продуктов деления (^{87}Br, $E_n = 0{,}56$ МэВ, $T_{1/2} = 55{,}6$ с; ^{137}I, $E_n = 0{,}25$ МэВ, $T_{1/2} = 24{,}5$ с). Нейтроны регистрируются детекторами, установленными на главных циркуляционных трубопроводах первого контура.

В ЛКРБ «Сейвал» система КГО твэлов по запаздывающим нейтронам основана на измерении плотности потока нейтронов в диапазоне от 10 до 10^3 нейтр./(см^2·с) устройством детектирования УДИН-02Р, состоящим из двух блоков детектирования с газовыми счетчиками СНМ-32, заполненными BF_3.

Блоки детектирования размещены в стальных корпусах, охватывающих трубопровод с теплоносителем, через которые циркулирует охлаждающая вода, одновременно являющаяся замедлителем быстрых нейтронов. Для устранения внешнего фона тепловых нейтронов корпуса с блоками детектирования помещены в кадмиевые экраны.

КГО твэлов можно проводить на остановленном реакторе (на 10—30-е сутки после остановки), используя специальный стенд КГО (рис. 12.8), на котором можно определить степень негерметичности методом насыщения воды продуктами деления при помещении кассеты в пенал, заполненный водой с избыточным давлением. Некоторое время давление поддерживают повышенным, вода в зазоре под оболочкой насыщается продуктами деления. После сброса избыточного давления насыщенная продуктами деления вода выходит в пенал, увеличивая концентрацию продуктов деления в воде стенда. Из пенала отбирают пробу воды и опреде-

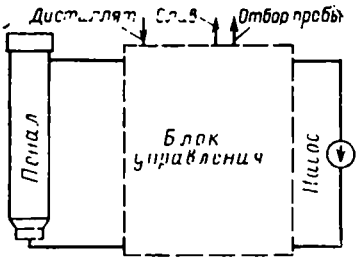


Рис 12 8

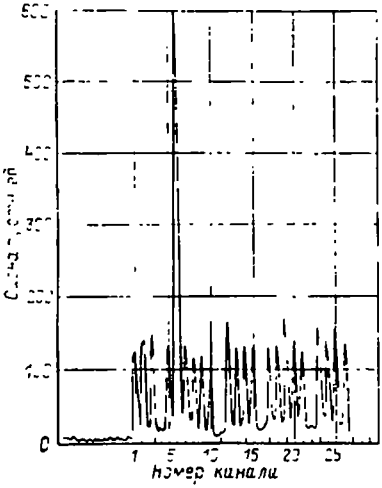


Рис 12 9

ляют в ней содержание ^{131}I и ^{132}I или ^{134}Cs и ^{137}Cs. Выходы этих радионуклидов из негерметичного твэла в теплоноситель работающего реактора и в воду пенала пропорциональны. Поэтому определение их концентрации в воде пенала позволяет судить о степени негерметичности оболочек твэлов кассеты. Для повышения чувствительности этого метода перед началом исследований кассеты отмывают от поверхностных загрязнений продуктами коррозии и деления. Качество отмывки контролируют по активности ^{54}Mn, ^{58}Co и ^{51}Cr в пробе воды из стенда.

Итак, постоянный контроль герметичности оболочек твэлов осуществляется: 1) наблюдением за продуктами деления в теплоносителе при работающем ВВЭР с помощью детекторов, установленных на трубопроводах первого контура. Блоки детектирования регистрируют: излучение радионуклидов продуктов деления (например, ^{131}I) по каскадному γ-излучению; радионуклиды, испускающие запаздывающие нейтроны; радионуклиды (^{87}Kr, ^{88}Kr), излучающие жесткие фотоны после СВО; 2) определением в пробе теплоносителя радионуклидов $^{131-135}I$, ^{139}Ba, $^{91-92}Sr$, концентрацию которых определяют с применением методов групповой хроматографии. Точность регистрации определяют по отношению скорости поступления в теплоноситель долго- и короткоживущих радионуклидов; 3) определением выхода продуктов деления (при остановленном реакторе), выделившихся в воду, при помещении кассеты в спецстенд.

На реакторах РБМК отбирать пробу из каждого канала практически невозможно, поэтому концентрацию продуктов деления в теплоносителе определяют с помощью детектора. КГО твэлов осуществляется АКРК «Горбач» по отдельным каналам прибором РУГ2-01, блок детектирования которого устанавливается около трубопровода с пароводяной смесью, отводимой от технологиче-

ского канала в барабан-сепаратор. Контроль ведется по γ-излучению продуктов деления пароводяной смеси. Блок детектирования — сцинтилляционный счетчик с кристаллом NaI (Tl) в свинцовой защите — устанавливается на тележке, которая периодически перемещается вдоль ряда труб, отводящих пароводяную смесь от технологического канала в барабан-сепаратор. Оператор со щита управления может останавливать блок детектирования около каждой трубы и регистрировать сигналы от γ-излучения. Превышение значения сигнала от какой-либо трубы над его средним значением от всех труб указывает на то, что в исследуемом технологическом канале находится кассета с негерметичным твэлом. При этом срабатывает звуковая и световая сигнализация индикации и запоминания номера канала.

На рис. 12.9 приведен пример записи показаний беспробоотборной системы КГО твэлов на АЭС с реактором РБМК. Из записи показаний видно, что в 6-м технологическом канале имеется кассета с дефектным твэлом; разрыв в записи в 4.11,16 и т. п. соответствует технологическим каналам, в которых отсутствуют кассеты.

Для увеличения чувствительности системы КГО твэлов необходимо компенсировать импульсы, поступающие от радионуклидов собственной активности теплоносителя, γ-излучения активированных примесей теплоносителя и радиоактивных продуктов коррозии, осажденных и неосажденных на поверхностях трубопровода, γ-излучения продуктов деления, сорбированных на поверхностях трубопровода, и γ-излучения продуктов деления, переносимых теплоносителем. Сигналы, обусловленные ^{16}N, исключаются методом компенсации. Затем выбирается такое энергетическое окно (1,6—4,2 МэВ) регистрации импульсов блока детектирования КГО твэлов, в котором импульсы γ-излучения продуктов деления регистрировались бы с наибольшей вероятностью. Таким образом, электронная схема дискриминирует и вычитает импульсы от фотонов с энергией более 4,2 МэВ. Кроме того, наблюдения показали, что рост концентрации продуктов коррозии и отложений происходит медленно, а концентрация продуктов деления при разгерметизации оболочек твэлов сравнительно быстро (зависит от степени разгерметизации).

12.10.2. Технологический контроль утечки радионуклидов из трубопроводов первого и второго контуров и парогенераторов

Главная задача централизованной системы радиационного контроля на АЭС на основе блоков АКРБ — обеспечение систематического и непрерывного (постоянного) контроля утечек радионуклидов через «защитные барьеры», контроль радиационной обстановки в рабочих помещениях. Оболочки твэлов, защитная оболочка реактора, боксы, трубопроводы первого и второго контуров, пароперегреватели, система вентиляции, герметичные помещения и т. п. можно условно считать защитными барьерами, ко-

торые схематично показаны на рис. 12.10. На этой схеме показаны УД, их маркировки и назначение контроля.

Системы «Сейвал» или «Горбач», входящие в состав АКРБ, предназначены для централизованного контроля радиационной безопасности и построены по принципу территориального объединения устройств сбора информации с УД, обработки ее в едином центре и последующей передачи данных соответствующим подразделениям АЭС.

При нормальной работе реактора типа ВВЭР во втором контуре теплоносителя радионуклиды практически отсутствуют. Незначительная загрязненность этого контура обусловлена поверхностным загрязнением оболочек твэлов. Однако при нарушении герметичности парогенераторов с одновременной разгерметизацией твэлов радиоактивные вещества из первого контура могут попасть в пар второго контура. В этом случае активность пара, подаваемого в турбину, может резко возрасти. В котловой воде накапливаются радионуклиды (^{24}Na, ^{42}K, ^{18}F, $^{131-133}$I и др.), концентрация которых зависит от непрерывной продувки через фильтры СВО и периода полураспада радионуклидов, а в пар второго контура поступают газообразные и летучие радионуклиды (РБГ и иод), которые накапливаются в конденсаторах турбин, а затем эжекторами выбрасываются в атмосферу. В связи с этим, кроме контроля активности теплоносителя первого контура, необходимо контролировать активность пара второго контура. Размещая УД γ-излучения на линии продувки, а УД β-активности РБГ на выхлопе эжекторов, можно контролировать протечку теплоносителя первого контура во второй. На рис. 12.5 дана схема размещения точек контроля утечек радионуклидов первого и второго контуров. Точки *1* и *2* являются участками первого контура, на котором установлены УД для контроля удельной активности ^{132}I и ^{85}Kr (см. п. 12.10.1). В точке *3* размещается УД суммарной интенсивности γ-излучения в общей продувке парогенератора. УД, размещенные в точках *4—7* возле основных паропроводов острого пара, позволяют определить парогенератор, в котором имеется протечка теплоносителя из первого во второй контур.

УД суммарной активности жидкости в точке *3* (см. рис. 12.5) состоит из двух сцинтилляционных блоков детектирования *1, 3* (рис. 12.11) с кристаллами NaI (Tl), один из которых, размещаемый в сферической пробоотборной кювете *2*, является основным. Второй, размещаемый рядом за свинцовой прокладкой, служит для компенсации внешнего γ-фона. Блоки детектирования и измерительная кювета окружены свинцовой защитой *4*. Диапазон регистрации удельной активности этого устройства, входящего в прибор РЖГ2-03 «Берест-II» (рис. 12.12), составляет $3{,}7 \cdot 10^{1}$ — $3{,}7 \cdot 10^{4}$ Бк/кг.

В точках *4—7* применяют УД типа УДПГ-03 (рис. 12.13), в котором используется сцинтилляционный блок детектирования *3* с кристаллом NaI (Tl), регистрирующий γ-излучение с энергией 0,1—3,0 МэВ. Для защиты от внешнего фона блок детектирования

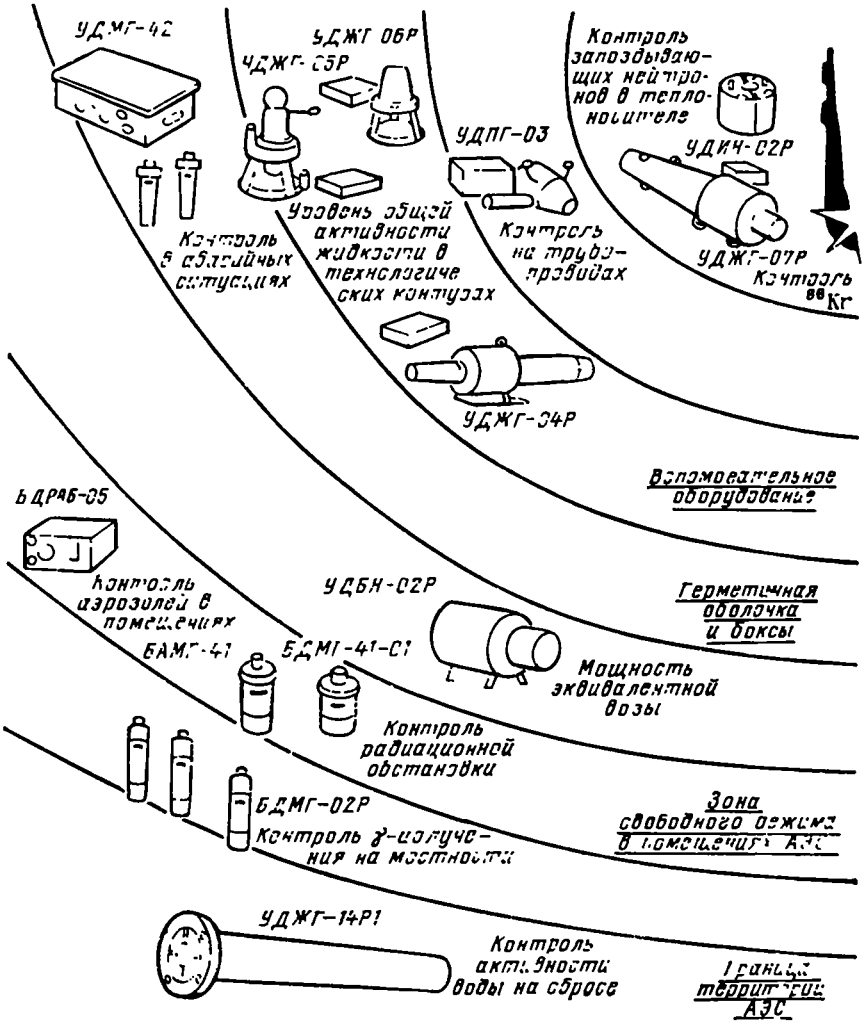


Рис 12.10

окружен свинцовой защитой *1*. Холодильник *2* обеспечивает стабильный температурный режим. Диапазон регистрации этого УД составляет $2{,}0—2 \cdot 10^3$ Бк/кг.

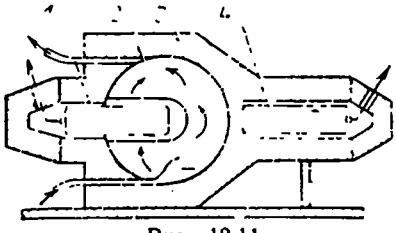
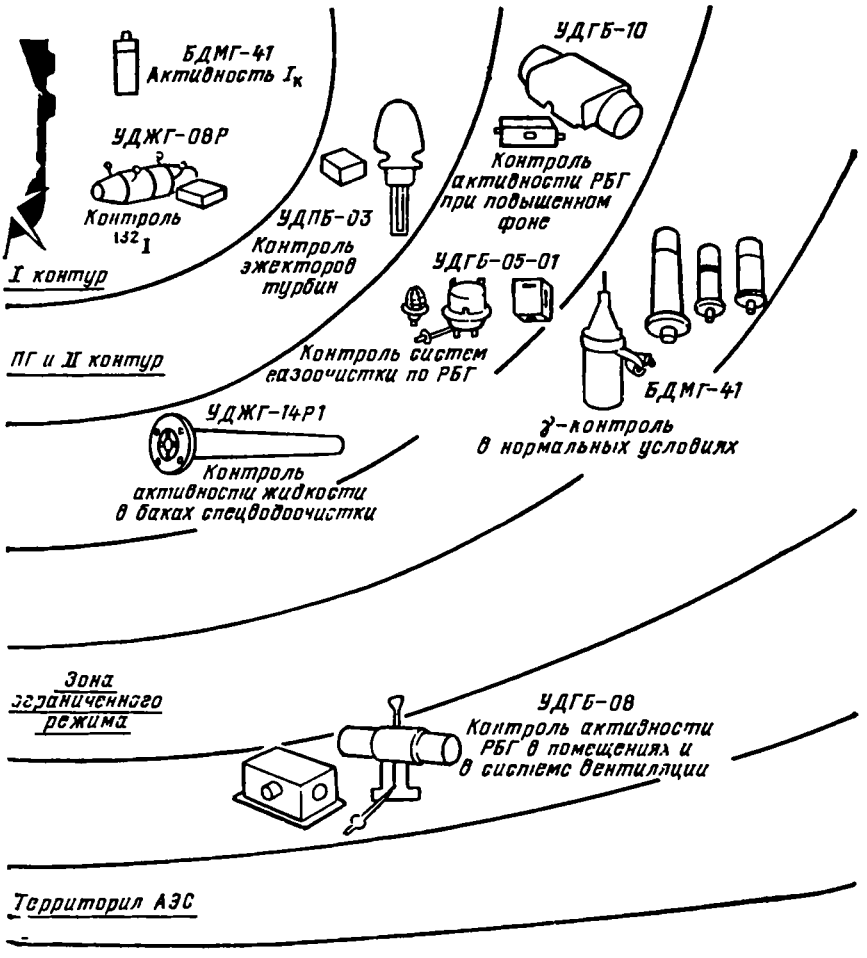


Рис 12.11

Для контроля β-активности РБГ ($^{133-135}$Xe, $^{3\,мин}$ ^{88}Kr и др.) парогазовой смеси на выхлопе основных эжекторов в точках *8* и *9* устанавливается УД типа УДПБ-03, размещенный внутри трубопровода с парогазовой смесью. УДПБ-03 имеет два высокотемпературных га-



зоразрядных счетчика СБМ-182 (рис. 12.14). Основной счетчик для защиты от воздействия влаги окружен только тонким чехлом *1* из полиамидной пленки, компенсационный — (для вычитания фона γ-излучения) размещен в стальном чехле *3*. Диапазон регистрации составляет $3{,}7 \cdot 10^2$—$3{,}7 \cdot 10^5$ Бк/кг.

На АЭС с РБМК имеется система контроля активности пара после барабанов-сепараторов путем непрерывного отбора проб пара. Затем их конденсируют в холодильнике и направляют в блок детектирования (БДЖГ2-03) γ-излучения. При превышении заданного уровня активности РБГ в паре сепаратора срабатывает звуковая световая сигнализация индикации номера сепаратора.

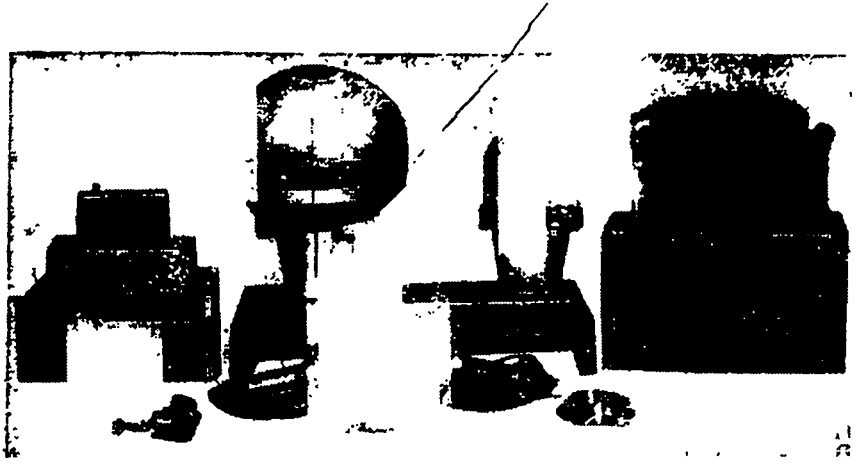


Рис 12 12

Для отделения продуктов деления от продуктов активации теплоносителя, переходящих в пар (^{18}F, ^{16}N, ^{19}O и продукты коррозии), конденсат направляется в накопительную емкость, из которой, пройдя очистку от продуктов коррозии, поступает в измерительную емкость проточного блока детектирования БДЖГ2-03. Таким образом, удельная активность в измерительной емкости определяется газообразными $^{88,89}Kr$, ^{138}Xe и их продуктами распада $^{88,89}Rb$ и ^{138}Cs, что позволяет оценивать состояние твэлов в активной зоне РБМК.

Кроме того, на АЭС с РБМК имеется система контроля целостности труб технологических каналов (КЦТК), в которых размещены твэлы и по которым циркулирует теплоноситель. Эта система предназначена для обнаружения разгерметизированного канала и

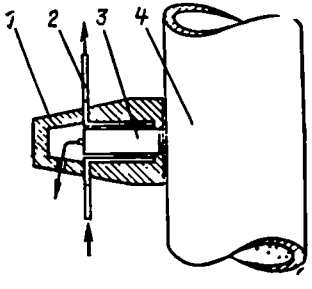


Рис 12 13

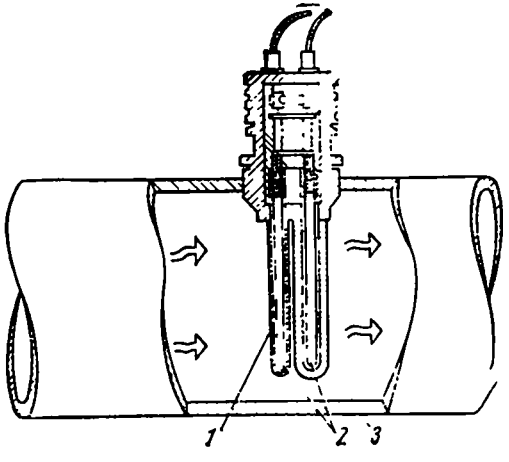


Рис 12 14

предотвращения распространения влаги в смежные районы графитовой кладки реактора.

КЦТК осуществляется измерением температуры и влажности прокачиваемой через кладку азотно-гелиевой смеси, которая также необходима для охлаждения кладки.

Глава 13
ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

13.1. ФАКТОРЫ НАКОПЛЕНИЯ ГОМОГЕННЫХ СРЕД

При прохождении γ-излучения через вещество создается широкий пучок излучения, состоящий из рассеянного и нерассеянного излучений. Интенсивность широкого пучка выражается формулой [см. формулу (2.38)]

$$\varphi_w = \varphi_{w_0} \exp(-\mu x) B^э(E_\gamma, Z, \mu x), \qquad (13.1)$$

где $B^э(E_\gamma, Z, \mu x) \geqslant 1$ — энергетический фактор накопления, учитывающий вклад рассеянного излучения.

Если измерить детектором интенсивность излучения в условиях узкого и широкого пучков при одинаковых параметрах E_γ, Z, μx, то показание детектора в условиях широкого пучка будет больше, чем в условиях узкого пучка, на значение вклада рассеянного излучения. Фактор накопления зависит от энергии γ-излучения, атомного номера и толщины защитного материала, расположения источника и детектора по отношению к защите, геометрии и компоновки защиты.

Фактор накопления может относиться к различным измеряемым параметрам γ-излучения: числу фотонов (числовой фактор накопления); интенсивности излучения (энергетический фактор накопления); экспозиционной дозе излучения (дозовый фактор накопления) и поглощенной дозе излучения (фактор накопления поглощенной энергии).

Численные значения факторов накопления были получены из решения интегродифференциального уравнения переноса для точечного изотропного и плоского мононаправленного источников для бесконечной гомогенной среды при различных параметрах E_γ, Z, μx.

При рассмотрении влияния рассеянного излучения в зависимости от протяженности поглощающей среды, относительно которой располагаются источник и детектор, возможны различные варианты:

1) источник и детектор помещаются в бесконечной поглощающей и рассеивающей среде (фактор накопления B_∞);

2) источник находится в бесконечной поглощающей и рассеивающей среде, а детектор — вне ее и наоборот, геометрия полубесконечная (фактор накопления $B_{1/2\infty}$);

3) источник и детектор разделены защитой поглощающей и рассеивающей средой с бесконечными поперечными размерами, барьерная геометрия — наиболее распространенный случай (фактор накопления $B_б$);

4) источник и детектор разделены защитной поглощающей и рассеивающей средой с конечными поперечными размерами, ограниченная геометрия — ограниченные барьерные среды, теневые защиты и др. (фактор накопления $B_{\text{.}}$).

При расчете защиты в условиях барьерной геометрии удобно пользоваться поправочными коэффициентами, представляющими отношение дозового фактора накопления в барьерной геометрии к дозовому фактору накопления в бесконечной среде для точечного изотропного источника, т. е.

$$\delta_D(E_\gamma, Z) = \frac{B_б^D(E_\gamma, Z, \mu x)}{B_\infty^D(E_\gamma, Z, \mu x)}, \qquad (13.2)$$

или отношение энергетического фактора накопления в барьерной геометрии к энергетическому фактору накопления в бесконечной среде для плоского моноэнергетического источника, т. е.

$$\delta_э(E_\gamma, Z) = \frac{B_б^э(E_\gamma, Z, \mu x)}{B_\infty^э(E_\gamma, Z, \mu x)}. \qquad (13.3)$$

Тогда уравнение (13.1) при учете фактора накопления и поправочного коэффициента для барьерной геометрии будет выражаться следующей формулой:

$$\varphi_w = \varphi_{a_0} B_\infty^э(E_\gamma, Z, \mu x) \exp(-\mu x)\, \delta_э(E_\gamma, Z). \qquad (13.4)$$

Значения дозового фактора накопления в бесконечной среде $B^D_\infty(E_\gamma, Z, \mu x)$, дозового фактора накопления для барьерной геометрии $B^D_б(E_\gamma, Z, \mu x) = \delta_D(E_\gamma, Z) \cdot B^D_\infty(E_\gamma, Z, \mu x)$, поправочного коэффициента $\delta_D(E_\gamma, Z)$ для точечного изотропного источника приведены в приложении (см. табл. П.7, П.9—П.11).

Пример 1. Рассчитать, во сколько раз увеличится экспозиционная доза за счет рассеянного излучения при прохождении γ излучения от точечного изотропного источника с энергией 1 МэВ, если источник расположен в слое воды и вне его. Толщина водного экрана составляет 28,3 см.

Решение. По табл. П.12 определяем для воды $\mu = 0{,}0706$ см$^{-1}$ (при $E_\gamma = 1$ МэВ). Находим $\mu x = 0{,}0706 \cdot 28{,}3 \approx 2$.

При расположении источника и детектора внутри воды определяем по табл. П.7 $B^D_\infty = 3{,}71$.

При расположении источника по одну сторону водного экрана, а детектора — по другую находим по табл. П.9 $\delta_D = 0{,}797$. Тогда $B^D_б = \delta_D B^D_\infty = 0{,}797 \cdot 3{,}71 = 2{,}96$ (значение $B^D_б = 2{,}96$ можно найти также по табл. П.10).

Итак, в бесконечной среде в слое воды толщиной 28,3 см за счет рассеянного излучения экспозиционная доза увеличится в 3,71 раза, а при барьерной геометрии — в 2,96 раза

Для расчетов можно представить фактор накопления в виде суммы двух экспоненциальных членов

$$B(E_\gamma, Z, \mu x) = A_1 \exp(-\alpha_1 \mu x) + A_2 \exp(-\alpha_2 \mu x), \qquad (13.5)$$

где α_1, α_2, $A_2 = (1 - A_1)$ — численные коэффициенты, не зависящие от μx. Они зависят от E_γ и Z.

Пример 2. Решить первую часть предыдущей задачи, используя формулу (13.5).

Решение. По табл. П.11 для воды ($\mu x = 2$) при $E_\gamma = 1$ МэВ определяем $A_1 = 11{,}0$, $\alpha_1 = -0{,}104$, $\alpha_2 = 0{,}030$. Подставляем найденные значения в формулу (13.5).

$$B_\infty^D = 11 e^{0{,}104 \cdot 2} + (1 - 11)\, e^{-0{,}03 \cdot 2} \approx 4{,}0.$$

Для B_∞^D получили результат, отличающийся от предыдущего приблизительно на 10 %, т. е. в пределах допустимой погрешности.

13.2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ЗАЩИТЫ ОТ γ-ИЗЛУЧЕНИЯ ПО КРАТНОСТИ ОСЛАБЛЕНИЯ

13.2.1. Расчет защиты по кратности ослабления экспозиционной дозы, мощности экспозиционной дозы и по задвижной активности

При расчете защиты от γ-излучения удобно применять универсальные табл. П.1—П.4, вычисленные на основании теории ослабления в веществе широкого пучка γ-излучения от точечного источника.

Обозначим: k — кратность ослабления γ-излучения, которая представляет собой отношение измеренной или рассчитанной экспозиционной дозы X (мощности экспозиционной дозы $\dot{X}$) без защиты к предельно допустимой экспозиционной дозе $X_{\text{пдд}_\text{А}}$ ($\dot{X}_{\text{дмд}_\text{А}}$) в той же точке за защитным экраном толщиной x; k определяется по формуле

$$k(E_\gamma) = \frac{X}{X_{\text{пдд}_\text{А}}} = \frac{\dot{X}}{\dot{X}_{\text{дмд}_\text{А}}}. \qquad (13.6)$$

При расчете защиты необходимо знать расчетные формулы и уметь ими пользоваться (см. гл. 4).

При определении по универсальным табл. П.1—П.4 необходимой толщины защиты данного материала x, см, следует знать энергию γ-излучения E_γ, МэВ, и кратность ослабления k.

Рассмотрим ряд типовых задач по расчету защиты от γ-излучения (в задачах изменение фактора накопления от взаимного положения источник — защита — детектор не учитывается).

Пример 3. Мощность экспозиционной дозы, измеренная дозиметром от точечного изотропного источника γ-излучения ^{60}Co ($\Gamma_\gamma = 1{,}25$ МэВ), на рабочем месте равна $\dot{X} = 77{,}2$ мкР/с.

Определить толщину свинцовой защиты x_{Pb}, если продолжительность работы с источником для лиц категории облучения А составляет $t = 6$ ч

Решение (во внесистемных единицах). Допустимая мощность экспозиционной дозы $\dot{X}_{ДМД_А} = 4{,}63/t = 4{,}63/6 = 0{,}772$ мкР/с Необходимая кратность ослабления $k = \dot{X}/\dot{X}_{ДМД_А} = 77{,}2/0{,}772 = 100$ Из табл П 1, зная $E_\gamma = 1{,}25$ МэВ и $k = 100$, определяем толщину $x_{Pb} = 8{,}45$ см свинца

Решение (в единицах СИ). 1 Р = 2 58·10⁻⁴ Кл/кг, тогда

$$\dot{X}_{ДМД_А} = 4{,}63 \cdot 2{,}58 \cdot 10^{-4}/6 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ мкКл/(кг·с)}$$

и

$$\dot{X} = 77{,}2\ 2{,}58\ 10^{-4} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Кл/(кг·с)};$$

$$k = 2 \cdot 10^{-2}/2 \cdot 10^{-4} = 100; \qquad x_{Pb} = 84{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

Пример 4. Имеется гамма-установка терапевтическая, содержащая точечный изотропный источник ^{60}Co, гамма эквивалент которого равен 50 г-экв Ra ($E_\gamma = 1{,}25$ МэВ) При подготовке установки к работе источник выводится в рабочее положение по незащищенному шлангу.

Рассчитать необходимую толщину бетонной стенки $x_б$, отделяющей пульт управления оператора от установки, если $r = 2$ м Защита должна обеспечить предельно допустимые уровни облучения для персонала при 6-часовом рабочем дне При проектировании учесть двукратный запас $n = 2$.

Решение (во внесистемных единицах) Определяем активность источника [формула (4 32)]

$$\mathcal{A} = 8{,}4\ M/\Gamma = 8{,}4 \cdot 50 \cdot 10^3/12{,}9 = 32{,}56 \cdot 10^3 \text{ мКи}.$$

Определяем мощность экспозиционной дозы от незащищенного источника на расстоянии 2 м

$$\dot{X} = 8{,}4M \cdot 10^6/(r^2 \cdot 10^1 \cdot 3600) = 8{,}4\ 50\ 10^3 \cdot 10^6/(2^2 \cdot 10^1 \cdot 3600) = 2916 \text{ мкР/с}.$$

Допустимая экспозиционная мощность дозы при $t = 6$ ч составляет (9 2)

$$\dot{X} = 4{,}63/t = 4{,}63/6 = 0{,}772 \text{ мкР/с}.$$

Определяем кратность ослабления с учетом двукратного запаса $n = 2$

$$k = \dot{X}n/\dot{X}_{ДМД_А} = 2916 \cdot 2/0{,}772 = 7554.$$

Толщина бетонной защиты определяется по табл П 3 При $k = 7554$ и $E_\gamma = 1{,}25$ МэВ $x_б = 93{,}5$ см

Решение (в единицах СИ) Выразим все необходимые величины в единицах СИ $\mathcal{A} = 32{,}56 \cdot 10^3$ мКи $= 32{,}56\ 10^3 \cdot 3{,}7\ 10^7 = 120{,}47 \cdot 10^{10}$ Бк

Определяем для ^{60}Co $\Gamma_{СИ_{экс}}$ по формуле (4.30)

$$\Gamma_{СИ_{экс}}\left(\frac{\text{аКл}\cdot\text{м}^2}{\text{кг}\cdot\text{с}\cdot\text{Бк}}\right)=0{,}1939\Gamma\quad\left(\frac{\text{Р}\cdot\text{см}^2}{\text{ч}\cdot\text{мКи}}\right)=0{,}1939\cdot 12{,}9=$$

$$=2{,}5\ \frac{\text{аКл}\cdot\text{м}^2}{\text{кг}\cdot\text{с}\cdot\text{Бк}}=2{,}5\cdot 10^{-18}\frac{\text{Кл}\cdot\text{м}^2}{\text{кг}\cdot\text{с}\cdot\text{Бк}}.$$

Определяем мощность экспозиционной дозы по формуле (4.15):

$$\dot{X}=\mathscr{A}\Gamma_{СИ_{экс}}/r^2=120{,}47\cdot 10^{10}\cdot 2{,}5\cdot 10^{-18}/4=75{,}29\cdot 10^{-8}\ \text{Кл/(кг}\cdot\text{с)}.$$

Допустимая экспозиционная мощность дозы $t=6$ ч составляет $\dot{X}_{ДМД_А}=$ $=0{,}772\cdot 2{,}58\cdot 10^{-10}=1{,}99\cdot 10^{-10}$ Кл/(кг·с). Отсюда

$$k=\frac{\dot{X}n}{\dot{X}_{ДМД_А}}=\frac{75{,}29\cdot 10^{-8}\cdot 2}{1{,}99\cdot 10^{-10}}=7567.$$

При $k=7567$ и $E_\gamma=1{,}25$ МэВ $x_б=93{,}5\ 10^{-2}$ м

Пример 5. Точечный изотропный источник ^{60}Co транспортируется в течение 2 сут. Активность источника $\mathscr{A}=5{,}4$ Ки.

Определить толщину свинцового контейнера, учитывая, что расстояние от экспедитора до источника $r=2$ м.

Решение (во внесистемных единицах). Определим экспозиционную дозу за 1 сут (расчет ведется за $t=24$ ч в связи с тем, что экспедитор находится при грузе круглые сутки, хотя время облучения в данном случае более суток, но предельно допустимая экспозиционная доза дается за сутки и составляет $X_{ПДД_А}=0{,}0167$ Р) по формуле (4.15)

$$X=\mathscr{A}\Gamma t/r^2=5{,}4\cdot 10^3\cdot 12{,}9\cdot 24/(4\cdot 10^4)=41{,}8\ \text{Р}.$$

Кратность ослабления $k=41{,}8/0{,}0167=2500$. По табл. П.1 определяем толщину защиты $x_{Pb}=137$ мм.

Решение (в единицах СИ). Определим экспозиционную дозу за 1 сут. Выразим все необходимые для расчета величины в единицах СИ $\mathscr{A}=5{,}4$ Ки $=$ $=5{,}4\cdot 3{,}7\cdot 10^{10}=19{,}98\cdot 10^{10}$ Бк; $t=24$ ч $=24\cdot 3600=86\,400$ с. Для ^{60}Co $\Gamma_{СИ_{экс}}=$ $=2{,}5\cdot 10^{-18}$ Кл·м²/(кг·с·Бк) (см. пример 4)

$$X=\mathscr{A}\Gamma_{СИ_{экс}}t/r^2=19{,}98\cdot 10^{10}\cdot 25\cdot 10^{-18}\cdot 86\,400/4=10{,}79\ 10^{-3}\ \text{Кл/кг}.$$

Предельно допустимая экспозиционная доза за 1 сут равна $X_{ПДД_А}=$ $=0{,}0167\ 2{,}58\cdot 10^{-4}=4{,}31\cdot 10^{-6}$ Кл/кг.

Кратность ослабления

$$k=10{,}79\cdot 10^{-3}/(4{,}31\cdot 10^{-6})=2500.$$

Отсюда при $k=2500$ и $E_\gamma=1{,}25$ МэВ $x_{Pb}=137\cdot 10^{-3}$ м.

Пример 6. Свинцовая защита (толщина $x=1{,}5$ см) рассчитана для работы с точечным изотропным источником ^{137}Cs ($E_\gamma=0{,}7$ МэВ) в течение $t'=0{,}5$ ч с соблюдением предельно допустимой дозы. Какую толщину свинцовой защиты следует добавить, чтобы обеспечить работу в течение $t''=10$ ч?

Решение Дополнительная кратность ослабления составляет $k=t''/t'=10/0{,}5=20$, что соответствует дополнительной толщине свинцовой защиты $\Delta x_{Pb}=3{,}25$ см (см табл. П 1) Тогда полная толщина свинцовой защиты будет равна $x_{Pb}=4{,}75$ см.

Пример 7. Оператору при работе со смесью радиоактивных продуктов деления с эффективной энергией $E_{эф}=1{,}5$ МэВ пришлось изменить расстояние с $r'=5$ до $r''=1$ м

Какой толщины должен быть свинцовый экран, если при работе на расстоянии 5 м соблюдалась предельно допустимая экспозиционная доза Предусмотреть двукратный запас. Источник считать точечным изотропным.

Решение. Определим кратность ослабления из соотношения $k=X'/X''=r'^2/r''^2=5^2/1^2=25$. С учетом двукратного запаса $k'=k\ 2=25\cdot 2=50$ толщина свинцового экрана равна $x_{Pb}=8{,}2$ см (см. табл. П.1).

Пример 8. Для градуировки дозиметра применяется точечный изотропный радионуклид ^{60}Co активностью $\mathscr{A}=50$ мКи. Определить время работы при 6-дневной рабочей неделе без защиты, чтобы обеспечить предельно допустимую эквивалентную дозу для персонала категории А Расстояние от источника до оператора $r=2$ м Ослаблением и рассеянием γ-излучения в воздухе пренебречь.

Решение (во внесистемных единицах) Определим время работы с учетом формулы (4 29)

$$H=\dot{H}t=1{,}09\dot{D}=1{,}09\frac{\mathscr{A}\Gamma t}{r^2}=\frac{H_{\text{ПДД}_\text{А}}}{6};$$

$$t=\frac{H_{\text{ПДД}_\text{А}}r^2}{6\cdot 1{,}09\mathscr{A}\Gamma}=\frac{0{,}1\cdot 2^2\cdot 10^4}{6\cdot 1{,}09\cdot 50\cdot 12{,}9}\ 0{,}9484\simeq 1\text{ ч.}$$

Решение (в единицах СИ) Выразим все необходимые для расчетов величины в единицах СИ:

$$\mathscr{A}=50\text{ мКи}=50\cdot 3{,}7\cdot 10^7=185\cdot 10^7\text{ Бк};\quad \Gamma_{СИ}=84{,}63\quad \text{аГр}\cdot\text{м}^2/(\text{с}\cdot\text{Бк})=$$
$$=8{,}463\cdot 10^{-17}\text{ Гр}\cdot\text{м}^2/(\text{с}\cdot\text{Бк})\text{ (см. табл. П.23)};\quad H_{\text{ПДД}_\text{А}}=10^{-3}\text{ Зв}.$$

Определяем время работы из формулы (4.29)

$$t=\frac{H_{\text{ПДД}_\text{А}}r^2}{6\cdot 1{,}09\mathscr{A}\Gamma_{СИ}}=\frac{10^{-3}\cdot 4}{6\cdot 1{,}09\cdot 185\cdot 10^7\cdot 8{,}463\cdot 10^{-17}}=0{,}3906\cdot 10^4\text{ с}\simeq 1\text{ ч.}$$

Пример 9. Спроектировать защиту из свинца от γ-излучения точечного изотропного источника ^{60}Co с активностью $\mathscr{A}=10$ мКи Расстояние до рабочего места $r=1$ м. Время работы $t=6$ ч в день.

Решение (во внесистемных единицах). Экспозиционная доза от источника без защиты равна

$$X=\frac{\mathscr{A}\Gamma t}{r^2\cdot 10^4}=\frac{10\cdot 12{,}9\cdot 6}{1^2\cdot 10^4}=0{,}0774\text{ Р.}$$

Предельно допустимая экспозиционная доза равна $X_{\text{ПДД}_\text{А}}=0{,}0167$ Р.

Расчетная кратность ослабления составляет $k=X/X_{\text{ПДД}_\text{А}}=0{,}0774/0{,}0167\simeq 5$. Отсюда толщина свинцовой защиты равна $P_{Pb}=3{,}4$ см (см. табл П 1).

Решение (в единицах СИ). Выразим данные значения в единицах СИ: $\mathscr{A} = 10$ мКи $= 10 \cdot 3{,}7 \cdot 10^7 = 3{,}7 \cdot 10^8$ Бк.

$$\Gamma_{СИ_{экс}} = 2{,}5 \cdot 10^{-18} \text{ Кл} \cdot \text{м}^2/(\text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк})$$ (см. пример 4).

Определяем экспозиционную дозу по формуле (4.15)

$$X = \frac{\mathscr{A}\Gamma_{СИ_{экс}} t}{r^2} = \frac{3{,}7 \cdot 10^8 \cdot 2{,}5 \cdot 10^{-18} \cdot 6 \cdot 3600}{12} = 2{,}0 \cdot 10^{-15} \text{ Кл/кг}.$$

Предельно допустимая экспозиционная доза равна

$$X_{ПДД_А} = 4{,}31 \cdot 10^{-6}$$ Кл/кг (см. пример 5).

Кратность ослабления

$$k = \frac{2{,}0 \cdot 10^5}{4{,}31 \cdot 10^{-6}} = 4{,}7 \simeq 5; \qquad x_{Pb} = 3{,}4 \text{ см}.$$

При определении мощности экспозиционной дозы $\dot{X}$, мкР/с, в зависимости от гамма-эквивалента M, мг-экв Ra, и трех значений расстояния r, м, можно использовать простое правило: например, при $r = 0{,}5$ м мощность экспозиционной дозы $\dot{X}$, выраженная в единицах мкР/с, будет численно равна гамма-эквиваленту M, выраженному в мг-экв Ra, т. е.

r, м	M, мг-экв Ra	$\dot{X}$, мкР/с
0,5	1	1
5	10	10
1	2	2

Действительно, при $r = 0{,}5$ м

$$\dot{X} = \frac{M \cdot 8{,}4}{r^2} = \frac{M \cdot 8{,}4 \cdot 10^6}{0{,}25 \cdot 10^4 \cdot 3600} \simeq 1M$$ и т. п.

Пример 10. Определить толщину защиты свинцового экрана при работе с точечным изотропным источником ^{137}Cs ($E_\gamma = 0{,}7$ МэВ), гамма-эквивалент которого равен 50 мг-экв Ra, в течение 6 ч на расстоянии 0,5 м.

Решение (во внесистемных единицах). В данном случае мощность экспозиционной дозы численно равна гамма-эквиваленту, мг-экв Ra, т. е. $\dot{X} = 50$ мкР/с. Предельно допустимая мощность экспозиционной дозы составляет $X_{ДМД_А} = 4{,}63/t = 4{,}63/6 = 0{,}772$ мкР/с

Для ослабления мощности экспозиционной дозы в $k = 50/0{,}772 = 64$ раз необходимо иметь свинцовую защиту толщиной $x_{Pb} = 4{,}3$ см при $E_\gamma = 0{,}7$ МэВ (см. табл. П 1).

Решение (в единицах СИ). Определим активность источника в мКи и Бк:

$\mathscr{A} = 8{,}4M/\Gamma$ [формула (4.32)] для ^{137}Cs, $\Gamma = 3{,}24$ Р·см^2/(ч·мКи);

$\mathscr{A} = 8{,}4 \cdot 50/3{,}24 = 129{,}6$ мКи; $\mathscr{A} = 129{,}6 \cdot 3{,}7 \cdot 10^7 = 479{,}6 \cdot 10^7$ Бк.

Определим для ^{137}Cs $\Gamma_{\text{СН}_{\text{и.с}}}$ по формуле (4.30):

$$I_{\text{СН}_{\text{кг}}}\left(\frac{\text{аКл м}^2}{\text{кг с Бк}}\right) = 0{,}1939\ \Gamma\left(\frac{\text{Р см}^2}{\text{ч мКи}}\right);$$

$$\Gamma_{\text{СН}_{\text{и.с}}} = 0{,}1939 \cdot 3{,}24 = 0{,}628\ \text{аКл м}^2/(\text{кг с Бк}) = 0{,}628\ 10^{-18}\ \text{Кл м}/(\text{кг с Бк}).$$

Определим мощность экспозиционной дозы [формула (4.15)]

$$\dot{X} = c/\Gamma_{\text{СН}_{\text{эл.с}}} r^2 = 479{,}6 \cdot 10^7 \cdot 0{,}628\ 10^{-18}\ 0{,}5^2 = 1204{,}75 \cdot 10^{-11}\ \text{Кл}/(\text{кг с}).$$

Предельно допустимая мощность экспозиционной дозы при $t=6$ ч составляет $\dot{X}_{\text{ДМД}_\text{А}} = 1{,}99 \cdot 10^{-10}$ Кл/(кг с) (см. пример 1)

Кратность ослабления

$$k = \frac{1204{,}75 \cdot 10^{-11}}{1{,}99 \cdot 10^{-10}} = 61; \qquad x_{\text{Pb}} = 4{,}3\ \text{см}.$$

13.2.2. Расчет защиты по слоям ослабления

Слой половинного ослабления $\Delta_{1/2}$ для моноэнергетического γ-излучения и источника со сложным спектром в широком пучке γ-излучения зависит от толщины защиты (с увеличением толщины защиты для моноэнергетического излучения уменьшается, для сложного спектра вначале увеличивается, а затем уменьшается), пропорциональной кратности ослабления. Поэтому в практических расчетах (при отсутствии универсальных таблиц) для быстроты определения примерной толщины защиты можно использовать приближенное значение слоя половинного ослабления γ-излучения в геометрии широкого пучка. Так, для ^{60}Co и других γ-излучателей значения $\Delta_{1/2}$ будут равны: для свинца 1,3 см, для железа 2,4 см, для бетона 6,4 см. При известной кратности ослабления k, полученной любым из приведенных способов, можно определить число слоев половинного ослабления n и, следовательно, защиту.

Зависимость между k и n можно выразить следующим образом. Пусть $\dot{X}_{\text{ДМД}_\text{А}} = \dot{X} \exp(-\mu x)$. Тогда $k = \dot{X}/\dot{X}_{\text{ДМД}_\text{А}} = \exp(\mu \Delta_{1/2}) = 2^n$ или в общем виде $k = 2^n$.

Приближенная зависимость между кратностью ослабления k и числом слоев половинного ослабления n приведена в табл. П.15.

Пример 11. Рассчитать толщину свинцового экрана, если необходимо снизить интенсивность γ-излучения в $1{,}25\ 10^6$ раз. Слой полуослабления для свинца $\Delta_{1/2} = 1{,}3$ см.

Решение. Число слоев половинного ослабления, соответствующее кратности ослабления $k = 1{,}25\ 10^6$, будет равно $n = 7 + 20 = 27$. Толщина свинцового экрана при $\Delta_{1/2} = 1{,}3$ см и $n = 27$ равна $x_{\text{Pb}} = \Delta_{1/2}\, n = 1{,}3 \cdot 27 = 35{,}1$ см.

Пример 12. Рассчитать толщину водной защиты шахты промежуточного хранения урановых бочков, имеющих активность $\mathscr{A} = 10^7$ Ки, если глубина шахты $r = 8$ м, время работы $t = 6$ ч. Слой полуослабления воды в геометрии широкого пучка для данной энергии γ-излучения равен $\Delta_{1/2} = 10$ см, $\Gamma = 8{,}4$ Р см^2 (ч мКи).

Решение (во внесистемных единицах). Экспозиционная доза, создаваемая урановыми блочками над водой

$$X = \frac{\mathscr{A}\Gamma t}{r^2} = \frac{10^7 \cdot 10^3 \cdot 8{,}4t}{64 \cdot 10^4} = 7{,}9 \cdot 10^5 \text{Р}.$$

Определяем кратность ослабления

$$k = \frac{X}{X_{\text{ПДД}_\text{А}}} = \frac{7{,}9 \cdot 10^5}{0{,}0167} = 4{,}7 \cdot 10^7 \approx 5{,}0 \cdot 10^7.$$

Число слоев половинного ослабления равно $n = 25{,}5$; следовательно, толщина водной защиты будет $x_{\text{H}_2\text{O}} = n\Delta_{1/2} = 25{,}5 \cdot 10 = 255$ см.

Решение (в единицах СИ). Выразим все необходимые величины в единицах СИ $\mathscr{A} = 10^7$ Ки $= 10^7 \cdot 3{,}7 \cdot 10^{10} = 3{,}7 \cdot 10^{17}$ Бк, определим $\Gamma_{\text{СИ}_\text{экс}}$ по формуле (4.22)

$$\Gamma_{\text{СИ}_\text{экс}}\left(\frac{\text{аКл} \cdot \text{м}^2}{\text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк}}\right) = 0{,}1939\Gamma\left(\frac{\text{Р} \cdot \text{см}^2}{\text{ч} \cdot \text{мКи}}\right) = 0{,}1939 \cdot 8{,}4 =$$

$$= 1{,}63 \frac{\text{аКл} \cdot \text{м}^2}{\text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк}} = 1{,}63 \cdot 10^{-19} \frac{\text{Кл} \cdot \text{м}^2}{\text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк}}.$$

Определяем экспозиционную дозу по формуле (4.15)

$$X = \mathscr{A}\Gamma_{\text{СИ}_\text{экс}} t/r^2 = 3{,}7 \cdot 10^{17} \cdot 1{,}63 \cdot 10^{-19} \cdot 6 \cdot 3600\ 64 = 203{,}5 \text{ Кл/кг}.$$

Предельно допустимая экспозиционная доза равна

$$X_{\text{ПДД}_\text{А}} = 4{,}31 \cdot 10^{-6} \text{ Кл/кг (см. пример 5)}.$$

Кратность исполнения $k = \dfrac{203{,}5}{1{,}31\ 10^{-6}} = 4{,}72 \cdot 10^8 \approx 50 \cdot 10^6$;

$$n = 25{,}5; \qquad x_{\text{H}_2\text{O}} = n\Delta_{1/2} = 25{,}5 \cdot 10 = 255 \text{ см}.$$

Пример 13. Определить толщину защиты из свинцового стекла, необходимую, чтобы уменьшить мощность поглощенной дозы $\dot{D} = 6{,}6$ рад/ч до допустимого значения для персонала категории А при 30 часовой рабочей неделе. Слой половинного ослабления свинцового стекла $\Delta_{1/2} = 2{,}1$ см.

Решение (во внесистемных единицах) Определяем допустимую мощность дозы $\dot{D}_{\text{ДМД}_\text{А}} = D_{\text{П.ДД}_\text{А}}/t = 0{,}1/30 = 3{,}33 \cdot 10^{-3}$ бэр/ч Мощность эквивалентной дозы $\dot{H}$ определяется по мощности поглощенной дозы $\dot{D}$ в воздухе по формуле (4.21). $\dot{H} = 1{,}09\ \dot{D}$, $\dot{H} = 1{,}09 \cdot 66 = 7{,}19$ бэр/ч Определяем кратность ослабления излучения защитой

$$k = \dot{H}/\dot{D}_{\text{ПДД}_\text{А}} = 2^n = 7{,}19/(3{,}33 \cdot 10^{-3}) = 2{,}16 \cdot 10^3.$$

Отсюда $n = 20$

Тогда $x_{\text{стекл}} = \Delta_{1/2}\, n = 2{,}1 \cdot 20 = 42$ см

Решение (в единицах СИ) Выразим все необходимые для расчета величины в единицах СИ $t=30$ ч $=30\cdot3600=1{,}08\cdot10^5$ с; $\dot{D}_{\text{ДМД}_\text{А}}=0{,}1/(1{,}08\cdot10^5)=9{,}26\cdot10^{-7}$ бэр/с $=9{,}26\cdot10^{-7}\ 10^{-2}=9\ 26\cdot10^{-9}$ Зв/с.

$$\dot{D}-6{,}6 \text{ рад/ч} = 6{,}6\cdot10^{-2}/3600 = 18{,}34\cdot10^{-6} \text{ Гр/с};$$

$$\dot{H}=1{,}09\dot{D}=1{,}09\cdot18{,}34\cdot10^{-6}=2{,}0\ 10^{-5} \text{ Зв/с}.$$

Кратность ослабления излучений защитой

$$k=2{,}0\cdot10^{-5}/(9{,}26\cdot10^{-9})-2{,}16\cdot10^3; \qquad n=20;$$

$$x_{\text{ост.бл}}=\Delta_{1\ 2}n=2{,}1\cdot10^{-2}\ 20=0{,}42 \text{ м}.$$

Если учесть изменение слоя ослабления с толщиной защиты, можно с большей точностью рассчитать толщину защиты. При $k\leqslant10^3$ можно использовать величины слоев ослабления $\Delta_{1/10}$, $\Delta_{1/100}$, $\Delta_{1/1000}$. При $k>10^3$ значение $\Delta_{1/10}$ практически не изменяется с толщиной защиты и может быть принято постоянным и равным $\Delta^{\text{ас}}_{1/10}$ — асимптотическому значению.

Используя значения $\Delta_{1/10}$, $\Delta_{1/100}$, $\Delta_{1/1000}$, $\Delta^{\text{ас}}_{1/10}$ при

$$k=l\cdot10^m, \tag{13.7}$$

где l — коэффициент, принимающий значения $1\leqslant l\leqslant10$, m — целое положительное число, можно определить толщину защиты с высокой точностью по формулам:

$$\text{при } m=0 \quad x=\Delta_{1/10}\xi; \tag{13.8}$$

$$\text{при } m=1 \quad x=\Delta_{1/10}+\Delta_{1/10}\xi; \tag{13.9}$$

$$\text{при } m=2 \quad x=\Delta_{1/100}+(\Delta_{1/100}-\Delta_{1/10})\xi; \tag{13.10}$$

$$\text{при } m\geqslant3 \quad x=\Delta_{1/1000}+\Delta^{\text{ас}}_{1/10}(m-3)+\Delta^{\text{ас}}_{1/10}\xi, \tag{13.11}$$

где ξ — коэффициент, связывающий слой $\Delta_{1/10}$ со слоем $\Delta_{1/l}$, ослабляющим излучение в l раз; $\Delta_{1/l}=\Delta_{1/10}\xi$, значения $\xi=\ln l/2{,}3$ приведены в табл. П.16. Значения $\Delta_{1/10}$, $\Delta_{1/100}$, $\Delta_{1/1000}$, $\Delta^{\text{ас}}_{1/10}$ для различных материалов для проведения расчетов защиты приводятся в табл. П.17 для плоских моноэнергетических изотропных источников фотонов при измерении дозы в барьерной геометрии, в табл. П.18 для точечных моноэнергетических изотропных источников при измерении дозы в бесконечной геометрии.

Пример 14. Рассчитать толщину защиты водного экрана в бесконечной геометрии, ослабляющую γ-излучение с энергией 3 МэВ точечного изотропного источника в 4000 раз

Решение По формуле (13.11) и табл. П.16, П.18 для $k=4\cdot10^3$ определяем $x=\Delta_{1/100}+\Delta^{\text{ас}}_{1/10}(m-3)+\Delta^{\text{ас}}_{1/10}\xi=225+63{,}8(3-3)+63{,}8\cdot0{,}602=263{,}4$ см. Значение толщины водного экрана по универсальной табл. П.4 $x_{\text{H}_2\text{O}}=264$ см.

13.2.3. Расчет защиты методом конкурирующих линий от немоноэнергетического источника

Метод конкурирующих линий позволяет перейти от расчета защиты от немоноэнергетических источников к расчету защиты моноэнергетических источников с использованием универсальных таблиц (см. табл. П.1—П.4). При этом необходимо выделить энергетические интервалы с определенным значением энергии и соответствующим процентным содержанием.

Последовательность расчета этого метода следующая:

1. Из условия задачи определить необходимую кратность ослабления k излучения источника защитой.

2. Рассчитать парциальную кратность ослабления γ-излучения i-й энергетической группы по известному составу p_i γ-излучения

$$k_i = kp_i. \tag{13.12}$$

3. По найденным кратностям ослабления k_1, k_2, k_3..., известным энергиям γ-излучения $E_{\gamma 1}$, $E_{\gamma 2}$, $E_{\gamma 3}$... и с использованием универсальных табл. П.1—П.4 определяем необходимую толщину защиты x_1, x_2, x_3...

Наибольшая толщина защиты будет соответствовать главной линии спектра, которую обозначим через $x_г$. Линия спектра, соответствующая следующей по величине толщине защиты, называется конкурирующей линией спектра. Обозначим эту толщину защиты $x_к$, разность $-\delta = x_г - x_к$.

При $0 < \delta < \Delta_{1/2}$ искомая толщина защиты равна

$$x = x_г + (\Delta_{1/2} - \delta) = x_к + \Delta_{1/2}, \tag{13.13а}$$

при $\delta > \Delta_{1/2}$ искомая защита равна

$$x = x_г, \tag{13.13б}$$

при $\delta = 0$ искомая защита равна

$$x = x_г + \Delta_{1/2}, \tag{13.13в}$$

где $\Delta_{1/2}$ — наибольшее значение из слоев половинного ослабления для главной и конкурирующей линий (определяется по табл. П.1—П.4) для толщины защиты $x_г$ и $x_к$ соответственно.

Следует иметь в виду, что главная линия сложного спектра может зависеть не только от энергии и процентного состава γ-излучения, но и от кратности ослабления (толщины защиты). Могут быть случаи, когда по мере увеличения толщины защиты главная и конкурирующая линии меняются местами или могут даже уступить место третьей линии, которая раньше не была первостепенной.

Пример 15. Определить толщину свинцовой защиты от γ-излучения смеси продуктов деления облученного ^{235}U массой 2 кг. Удельная мощность реактора 3 Вт/г, время кампании $T = 200$ сут. Время выдержки $t_I = 45$ сут и $t_{II} = 90$ сут. Расстояние от источника до рабочего места 2,5 м, время работы 6 ч в день. Счи-

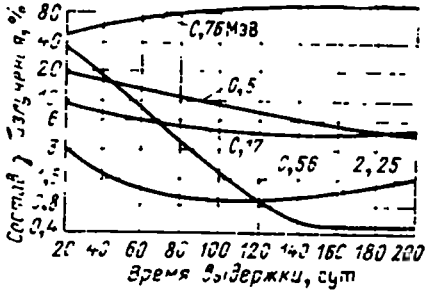


Рис 13 1

тать источник точечным, самопоглощением и рассеянием в источнике пренебречь

Решение По времени кампании $T=200$ сут и времени выдержки $t_{\text{I}}=45$ сут и $t_{\text{II}}=90$ сут в табл П 19 находим удельный гамма-эквивалент при удельной мощности реактора 1 Вт/г; $M_1=49{,}64$ г экв Ra/кг и $M_2=28{,}62$ г-экв Ra/кг Находим полный гамма-эквивалент M_1 49 64 3,2≈297 7 г экв Ra, $M=28{,}62$ 3 2≈171,7 г экв Ra Определим мощность экспозиционной дозы

$$\dot{X}_{\text{I}} = M\ 8{,}4\ r^2 - 297{,}7\ 10^1\ 8{,}4\ 10^1/(2{,}5^2\ 10^4) = 39{,}3\ \text{мР/ч}$$

$$[1{,}011\cdot 10^{-6}\ \text{Кл (кг ч)}];$$

$$\dot{X}_{\text{II}} = \frac{171{,}7\cdot 10^1\ 8{,}1\ 10^3}{2{,}5^2\ 10^4} = 22{,}7\cdot 10^1\ \text{мР/ч}\ [38{,}6\ 10^{-4}\ \text{Кл/(кг ч)}].$$

Допустимая мощность экспозиционной дозы для 6 часового рабочего дня составляет $\dot{X}_{\text{ДМД}_\text{А}}=2{,}8$ мР/ч Определим кратность ослабления $k_{\text{I}}=39{,}3\ 10^1/2{,}8=14\cdot 10^1$, $k_{\text{II}}=22{,}7\ 10^1/2{,}8=8{,}1\cdot 10^1$. Определим состав γ излучения p_i, % (рис. 13 1), в зависимости от времени выдержки и энергии

Найдем кратность ослабления для каждой составляющей спектра $k_{\text{I}_i}=k_{\text{I}}p_i$, $k_{\text{II}_i}=k_{\text{II}}p_i$, затем по табл П 1, применяя двойную линейную интерполяцию определим x_i Из табл 13 1 видно, что определяющей толщиной за-

Таблица 13.1. **Состав γ-излучения в зависимости от времени выдержки и энергии**

Группа i	E_i, МэВ	$t_{\text{I}}=45$ сут			$t_{\text{II}}=90$ сут		
		p_i	k_i	x_i, см	p_i	k_i	x_i, см
1	0,17	0,07	980	1,25	0,050	405	1,02
2	0,50	0,15	2100	3,13	0,097	785	4,24
3	0,76	0,63	8800	9,82	0,820	6650	9,49
4	1,56	0,135	1890	15,6	0,024	194	11,35
5	2,25	0,015	210	18,3	0,009	73	11,0

щиты как при $t_I = 45$ сут, так и при $t_{II} = 90$ сут является четвертая группа, а толщина защиты пятой группы соответствует конкурирующей линии спектра.

Определим толщину защиты для $t_I = 45$ сут:

$$\delta_I = x_4 - x_5 = 15{,}6 - 13{,}5 = 2{,}1 \text{ см}.$$

По табл П 1 находим слой половинного ослабления $\Delta^I_{1/2} = 1{,}17$ см. Так как $\delta_I > \Delta^I_{1/2}$, искомая толщина защиты будет равна $x_I = x_4 = 15{,}6$ см.

Определим искомую толщину защиты для $t_{II} = 90$ сут:

$$\delta_{II} = x_4 - x_5 = 11{,}35 - 11{,}0 = 0{,}35 \text{ см}.$$

Слой половинного ослабления $\Delta^{II}_{1/2} = 1{,}48$ см, т. е $\delta_{II} < \Delta^{II}_{1/2}$. Искомая толщина защиты будет равна $x_{II} = x_5 + \Delta^{II}_{1/2} = 11{,}0 + 1{,}48 = 12{,}48$ см

Пример 16. Рассчитать толщину защиты из бетона ($\rho = 2{,}3$ г/см^3), ослабляющую по экспозиционной дозе в $k = 20$; 10^3, 10^5 раз γ-излучение находящихся в одной точке точечных изотропных источников ^{60}Co ($E_\gamma = 1{,}25$ МэВ) и ^{137}Cs ($E_\gamma = 0{,}662$ МэВ), если гамма-эквивалент ^{137}Cs в 4 раза превышает гамма-эквивалент ^{60}Co

Решение Результаты расчета сведены в табл. 13 2.

Таблица 13.2. **Результаты расчета толщины защиты**

$E_{\gamma i}$, МэВ	p_i	$k = 20$		$k = 10^3$		$k = 10^5$	
		k_i	x_i, см	k_i	x_i, см	k_i	x_i, см
1,25 0,662	0,2 0,8	4 16	$x_K = 21$ $x_\Gamma = 30$	200 800	$x_\Gamma = 60{,}8$ $x_K = 59$	$2 \cdot 10^4$ $8 \cdot 10^4$	$x_\Gamma = 102{,}7$ $x_K = 89$
δ, см		9		1,8		13,7	
$\Delta_{1/2}$ для $E_\gamma = 1{,}25$ МэВ, см;		8		6,3		5,4	
$\Delta_{1/2}$ для $E_\gamma = 0{,}662$ МэВ, см;		5,6		4,9		4,9	
x, см		$\delta > \Delta_{1/2}$, тогда $x = 30$		$\delta < \Delta_{1/2}$, тогда $x = x_K + \Delta_{1/2} = 59 + 6{,}3 = 65{,}3$		$\delta > \Delta_{1/2}$, тогда $x = x_\Gamma = 102{,}7$	

Результаты решения показывают, что при $k = 20$ главной является линия $E_\gamma = 0{,}662$ МэВ; при $k = 10^3$ обе линии требовали практически одинаковой толщины защиты; при $k = 10^5$ главной является линия $E_\gamma = 1{,}25$ МэВ

13.2.4. Расчет защиты от точечного изотропного источника плоским экраном

При плоской защите фотоны, испускаемые точечным изотропным источником Q под разными углами в направлении детектора (с учетом рассеяния), проходят различную толщину защиты

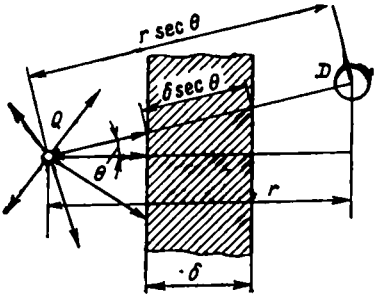


Рис 13 2

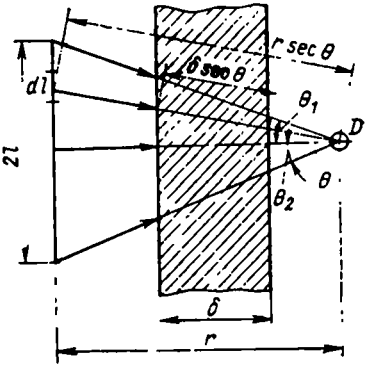


Рис 13 3

(рис. 13.2). В зависимости от положения детектора по отношению к точечному моноэнергетическому источнику Q будет изменяться и экспозиционная доза:

$$X = \frac{\Gamma \mathscr{A} t B_{\delta}^{D}}{r^2 \sec^2 Q} \exp(-\mu x \sec Q). \qquad (13.14а)$$

Если точечный источник немоноэнергетический, то

$$X = \frac{\mathscr{A} t}{r^2 \sec^2 Q} \sum_i \Gamma_i \exp(-\mu x \sec Q) B_{\delta_i}^{D}. \qquad (13.14б)$$

Пример 17. Оператор перекладывает источник ^{60}Co ($E_\gamma = 1{,}25$ МэВ) активностью $\mathscr{A} = 10$ Кн из одного контейнера в другой в течение $t = 0{,}1$ ч (других работ с источником оператор в течение дня не выполняет), используя свинцовый экран ($\mu = 0{,}66$ см; $B_{\delta_i}^{D} = 4{,}8$) толщиной 0,1 м. Расстояние от оператора до источника $r = 0{,}6$ м, мощность экспозиционной дозы у смотрового окна, находящегося под углом 60° (отсчитываемым между нормалью детектор — защита — источник и прямой детектор — смотровое окно — источник), должна быть равна предельно допустимому значению. Определить, достаточна ли толщина свинцовой защиты? Считать источник точечным, изотропным.

Решение (во внесистемных единицах). Определяем экспозиционную дозу от источника ^{60}Co с учетом угла и толщины свинцовой защиты по формуле (13.14а)

$$X = \frac{12{,}9 \cdot 10 \cdot 10^3 \cdot 0{,}1 \cdot 4{,}8}{0{,}6^2 \cdot 2^2} \exp(-0{,}66 \cdot 0{,}1 \cdot 2) = 8{,}15 \cdot 10^{-6}\ \text{Р}.$$

Полученное значение X намного меньше предельно допустимой экспозиционной дозы, т. е. 0,0167 Р. Следовательно, имеющаяся толщина свинцового экрана вполне удовлетворяет поставленной задаче.

Решение (в единицах СИ). Выразим все необходимые для расчета величины в единицах СИ: $\mathscr{A} = 10$ Кн $= 10 \cdot 3{,}7 \cdot 10^{10} = 3{,}7 \cdot 10^{11}$ Бк;

$$\Gamma_{\text{СИ}_{\text{экс}}} = 2{,}5\ \text{Кл} \cdot \text{м}^2/(\text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк}).$$

Определяем экспозиционную дозу по формуле

$$X = \frac{2{,}5\cdot10^{-12}\cdot3{,}7\cdot10^{11}\cdot0{,}1\cdot3600\cdot4{,}8}{0{,}6^2\cdot2^2}\exp(-0{,}66\cdot10^{-2}\cdot0{,}1\cdot2) = 2{,}1\cdot10^{-9}\text{Кл/кг}.$$

Предельно допустимое значение экспозиционной дозы в СИ $X_{\text{ПДД}_\text{А}} = 4{,}31\cdot10^{-6}$ Кл/кг, т. е. имеющаяся толщина защиты удовлетворяет поставленной задаче.

13.2.5. Расчет защиты от линейного источника

Некоторые источники излучения (трубопроводы теплоносителя первого контура, технологические каналы и другие элементы реактора) можно принять за линейные, если расстояние от оси объекта излучения будет в 2,5 раза больше его диаметра. В линейных источниках самопоглощением излучения можно пренебречь.

Пусть имеется линейный источник длиной $2l$, активностью $\mathcal{A}$, мКи/см. Следует определить мощность экспозиционной дозы в точке установления детектора D, расположенного в вакууме на расстоянии r от рассматриваемой линии. Обозначим θ_1 и θ_2 — углы между нормалью и отрезками, соединяющими концы линейного источника с точкой D (рис. 13.3).

Линейный источник можно представить как источник, состоящий из бесконечно большого числа точечных источников. Мощность экспозиционной дозы, создаваемая элементарным источником dl, при симметричном расположении D ($\theta_1=\theta_2$) равна:

$$d\dot{X} = \frac{\Gamma\mathcal{A}\,dl}{r^2\sec^2\theta} = \Gamma\mathcal{A}\frac{d\theta}{r} \qquad (l/r = \operatorname{tg}\theta;\quad dl = r\sec^2\theta d\theta). \quad (13.15)$$

Интегрируя, получаем

$$\dot{X} = \left[\frac{\Gamma\mathcal{A}}{r}\theta\right]_{-\operatorname{arctg}\frac{l}{R}}^{+\operatorname{arctg}\frac{l}{R}} = \frac{2\Gamma\mathcal{A}}{r}\operatorname{arctg}\frac{l}{r}.$$

При $l=\infty$; $\operatorname{arctg}\infty = \frac{\pi}{2}$ (13.16)

$$\dot{X} = \Gamma\mathcal{A}\pi/r. \quad (13.17)$$

Преобразуя это выражение, получаем

$$\dot{X} = \frac{\Gamma\mathcal{A}\pi r}{r^2},$$

т. е. при $l=\infty$ линия на расстоянии r создает такую же мощность экспозиционной дозы, как и полуокружность радиусом r.

Теперь определим мощность экспозиционной дозы, создаваемую линейным источником за защитой, имеющей форму плиты. Мощность экспозиционной дозы в точке D от элемента излучаю-

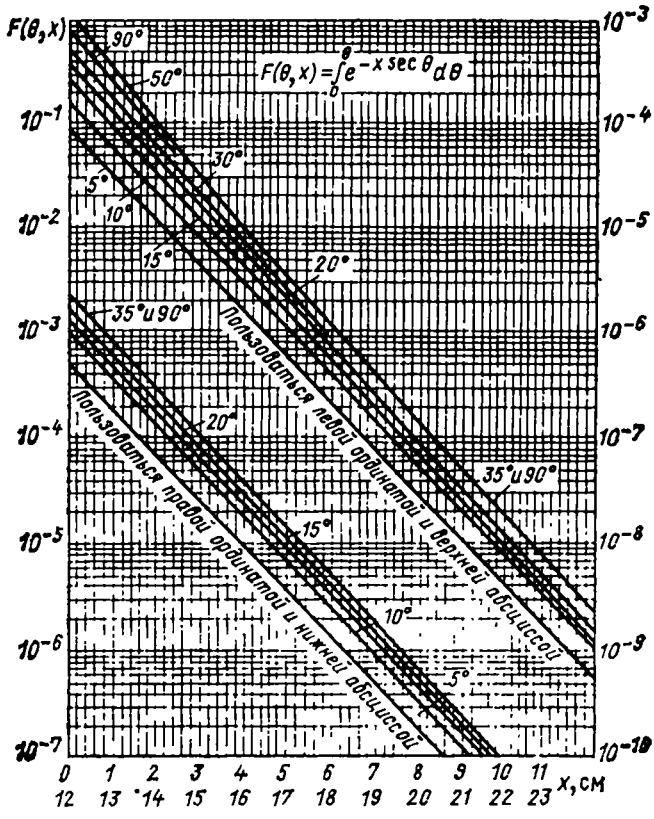


Рис. 13.4

щей линии dl за плитой толщиной δ (рис. 13.3) выразится формулой

$$d\dot{X} = \frac{\Gamma \mathcal{A}\, dl}{r^2 \sec^2\theta} \exp(-\mu\delta \sec\theta) = \frac{\Gamma\mathcal{A}}{r} e^{-\mu\delta\sec\theta}\, d\theta \qquad (13.18)$$

$$(l = r\,\mathrm{tg}\,\theta; \qquad dl = r\sec^2\theta d\theta).$$

Мощность экспозиционной дозы, создаваемая линейным источником,

$$\dot{X} = \frac{\Gamma\mathcal{A}}{r}\left[\int_0^{\theta_1} \exp(-\mu\delta\sec\theta)\, d\theta + \int_0^{\theta_2} \exp(-\mu\delta\sec\theta)\, d\theta\right]. \qquad (13.19а)$$

Выражение в скобках носит название интегральной функции секанса (рис. 13.4, табл. П.6). Введем обозначения

$$x = \mu\delta; \qquad F(\theta_1, x) = \int_0^{\theta_1} \exp(-x\sec\theta)\, d\theta;$$

$$F(\theta_2, x) = \int_0^{\theta_2} \exp(-x\sec\theta)\, d\theta.$$

Тогда выражение (13.19а) с учетом замены примет вид:

$$\dot{X} = \frac{\Gamma \mathcal{A}}{r} [F(\theta_1, x) + F(\theta_2, x)]. \qquad (13.19б)$$

При симметричном расположении точек $\theta_1 = \theta_2$

$$\dot{X} = \frac{2\Gamma \mathcal{A}}{r} F(\theta, x). \qquad (13.20а)$$

При

$$l = \infty; \qquad \theta_1 = \theta_2 = \frac{\pi}{2}$$

$$\dot{X} = \frac{2\Gamma \mathcal{A}}{r} F\left(\frac{\pi}{2}, x\right). \qquad (13.20б)$$

Учет многократного рассеяния в защите производится заменой $F(\theta, \mu\delta)$ выражением $F = \sum_{i=1}^{l} \mathcal{A}_i F(\theta, \mu'_i\delta')$, где $\mu'_i\delta' = (1+\alpha_i)\mu\delta'$ (см. пример 18).

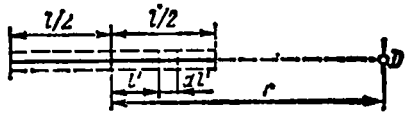


Рис. 13.5

Определим мощность экспозиционной дозы от линейного источника вдоль его оси (рис. 13.5) без учета самопоглощения γ-излучения в источнике

$$d\dot{X} = \frac{\Gamma \mathcal{A}\, dl}{(r-l')^2}. \qquad (13.21)$$

Интегрируя это выражение, получаем

$$\dot{X} = \Gamma \mathcal{A} \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} \frac{dl'}{(r-l')^2} = \Gamma \mathcal{A} \left(\frac{1}{r-\frac{l}{2}} - \frac{1}{r+\frac{l}{2}} \right) = \Gamma \mathcal{A} \frac{l}{r^2 - \left(\frac{l}{2}\right)^2}. \qquad (13.22)$$

Определим, наконец, мощность экспозиционной дозы от стержня вдоль оси (рис. 13.5) с учетом самопоглощения γ-излучения в источнике

$$d\dot{X} = \frac{\Gamma \mathcal{A}\, dl'}{(r-l')^2} \exp\left[-\mu\left(\frac{l}{2} - l'\right)\right]. \qquad (13.23)$$

Интегрируя это выражение по всей длине стержня, получаем

$$\dot{X} = \Gamma \mathcal{A} \int\limits_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \frac{\exp\left[-\mu\left(\frac{l}{2} - l'\right)\right]}{(r-l')^2} dl'.$$

Введем замену переменных

$$r - l' = \frac{y}{\mu}; \qquad l' = r - \frac{y}{\mu}; \qquad dl' = -\frac{1}{\mu} dy;$$

при $l' = -\frac{l}{2}$ $y = \mu\left(r + \frac{l}{2}\right)$, при $l' = +\frac{l}{2}$ $y = \mu\left(r - \frac{l}{2}\right)$.

Тогда

$$\dot{X} = \Gamma \mathcal{A} \mu \exp(\mu R) \int\limits_{\mu\left(r-\frac{l}{2}\right)}^{\mu\left(r+\frac{l}{2}\right)} \frac{e^{-y}}{y^2} dy = \Gamma \mathcal{A} \exp\left[\mu\left(r - \frac{l}{2}\right)\right] \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{r-y} E_2\left[\mu\left(r - \frac{l}{2}\right)\right] - \frac{1}{r + \frac{l}{2}} E_2\left[\mu\left(r + \frac{l}{2}\right)\right] \right\}, \quad (13.24)$$

где $E_2(x) = x \int\limits_x^\infty \frac{e^{-y}}{y^2} dy$ — функция Кинга;

$$x \int\limits_x^\infty \frac{e^{-y}}{y^2} dy = e^{-x} - x \int\limits_x^\infty e^{-y} \frac{1}{y} dy,$$

где $\int\limits_x^\infty \frac{e^{-y}}{y} dy = E_1(x) = -E_i(-x)$ — интегральная экспонента, т. е. функцию Кинга можно выразить через экспоненту и интегральную экспоненту:

$$E_2(x) = e^{-x} - xE_1(x).$$

Функция Кинга $E_2(x)$ при возрастании аргумента x убывает быстрее, чем экспонента e^{-x}, но медленнее интегральной экспоненты $E_1(x)$. Функции $E_2(x)$ и $E_1(x)$ приведены в табл. П.5.

Пример 18. Тепловыделяющий элемент длиной 50 см, гамма-эквивалентом 66,5 г-экв Ra и эффективной энергией 0,7 МэВ размещен на дне водной шахты. Определить глубину водной защиты для того, чтобы обеспечить предельно допустимую экспозиционную дозу для 6-часового рабочего дня, если расстояние от твэла до оператора 195 см. Оператор находится за защитой на уровне средней части источника. Самопоглощением и рассеянием излучения в твэле пренебречь.

Р е ш е н и е Определяем экспозиционную дозу излучения по формуле (13.19б) с учетом многократного рассеяния

$$X = 2\,\frac{8{,}25M\delta}{r}\{A_1F[\theta^\circ,\ \mu\delta'(1+\alpha_1)] + (1-A_1)F[\theta^\circ,\ \mu\delta'(1+\alpha_2)]\}; \qquad (13.25)$$

Предположим, что толщина водной защиты равна 150 см. Для воды при $E_\gamma =$ $=0{,}7$ МэВ $\mu = 0{,}0835$ см$^{-1}$. Тогда

$$\mu\delta' = 0{,}0835 \cdot 150 = 12{,}5.$$

По табл. П 11 находим константы для дозового фактора накопления:

$$\alpha_1 = -0{,}123; \qquad \alpha_2 = 0{,}01; \qquad A_1 = 17{,}71$$

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{25}{195} = 0{,}128; \qquad \theta = 7^\circ.$$

Поправочный коэффициент на барьерную геометрию находим по табл. П.9 $\delta_D = 0{,}773$.

Определим удельный гамма-эквивалент

$$M = \frac{66{,}5\ \text{г-экв Ra}}{50\ \text{см}} = 1{,}33\,\frac{\text{г-экв Ra}}{\text{см}}.$$

Подставляем найденные значения в формулу (15.25):

$$X = 2\,\frac{8{,}25 \cdot 1{,}33 \cdot 10^3 \cdot 0{,}773}{195}\{17{,}7F[7^\circ \cdot 12{,}5\,(1-0{,}123)] - 16{,}7F[7^\circ \cdot 12{,}5 \times$$

$$\times (1+0{,}01)]\} = 523\{17{,}7F[7^\circ;\ \ 10{,}97] - 16{,}7F[7^\circ;\ \ 12{,}62]\}.$$

Функцию секанса находим из рис. 15.4 (или табл. П.6)

$$F(7^\circ;\ 10{,}97) = 2 \cdot 10^{-6}; \qquad F(7^\circ;\ \ 12{,}62) = 0{,}35 \cdot 10^{-6};$$

$$X = 523 \cdot 29{,}55 \cdot 10^{-6} = 0{,}0155P.$$

Найденное значение X несколько меньше предельно допустимого значения 0,0167Р.

13.2.6. Расчет защиты от объемных источников [цилиндрических] по заданной удельной активности [графический метод]

От объемных изотропных источников γ-излучения с равномерно распределенной активностью расчет защиты можно проводить по таблицам или номограммам.

Рассмотрим графический метод расчета защиты только от цилиндрических источников в радиальном и осевом направлениях по заданной активности (рис. 13.6—13.8). Номограммы были

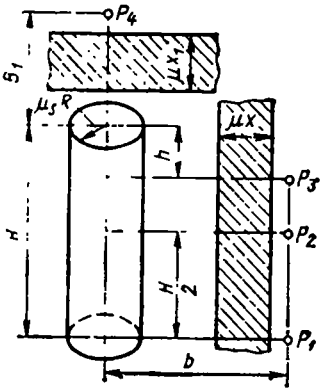
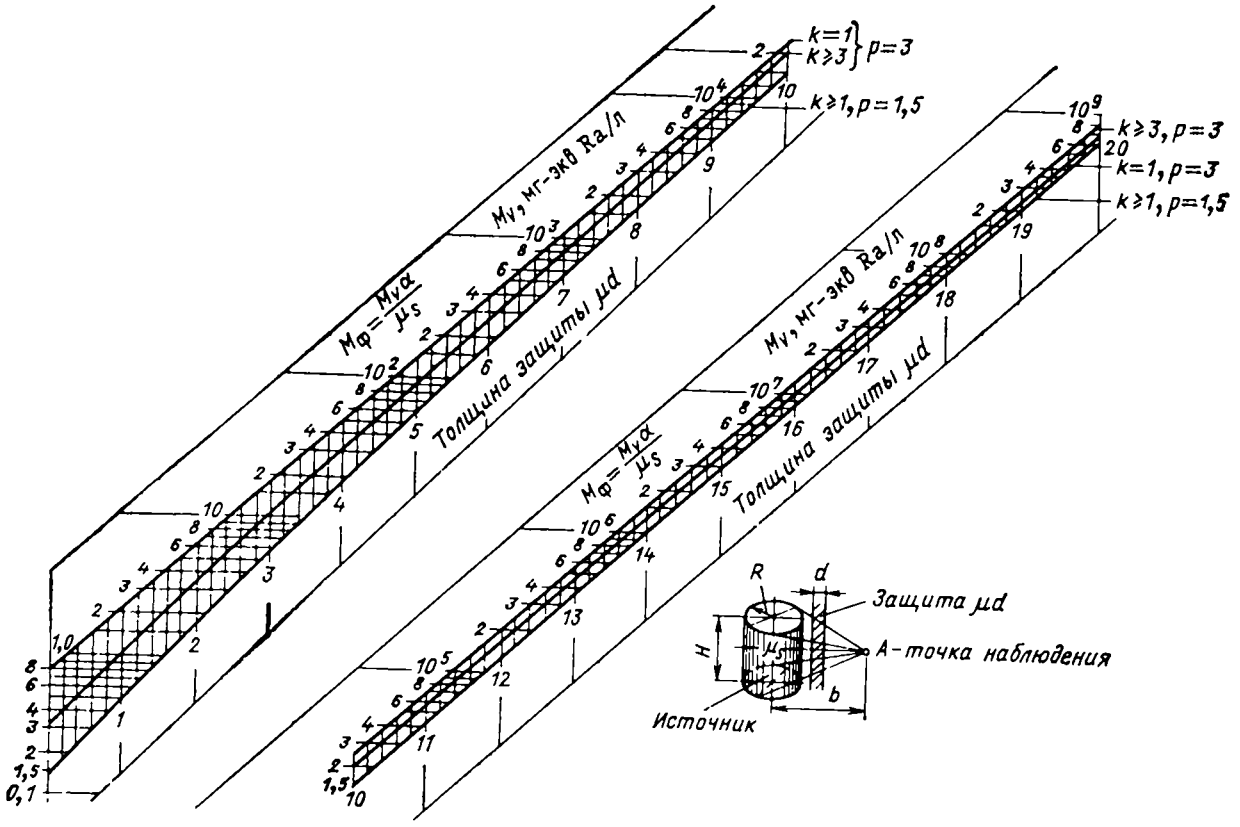


Рис. 13 6


k=1
k≥3
p=3
k≥1, p=1,5
k≥3, p=3
k=1, p=3
k≥1, p=1,5
Mу, мг-экв Ra/л
Mф = Mуα / μs
Толщина защиты μd
R
d
Защита μd
H
μs
A-точка наблюдения
b
Источник

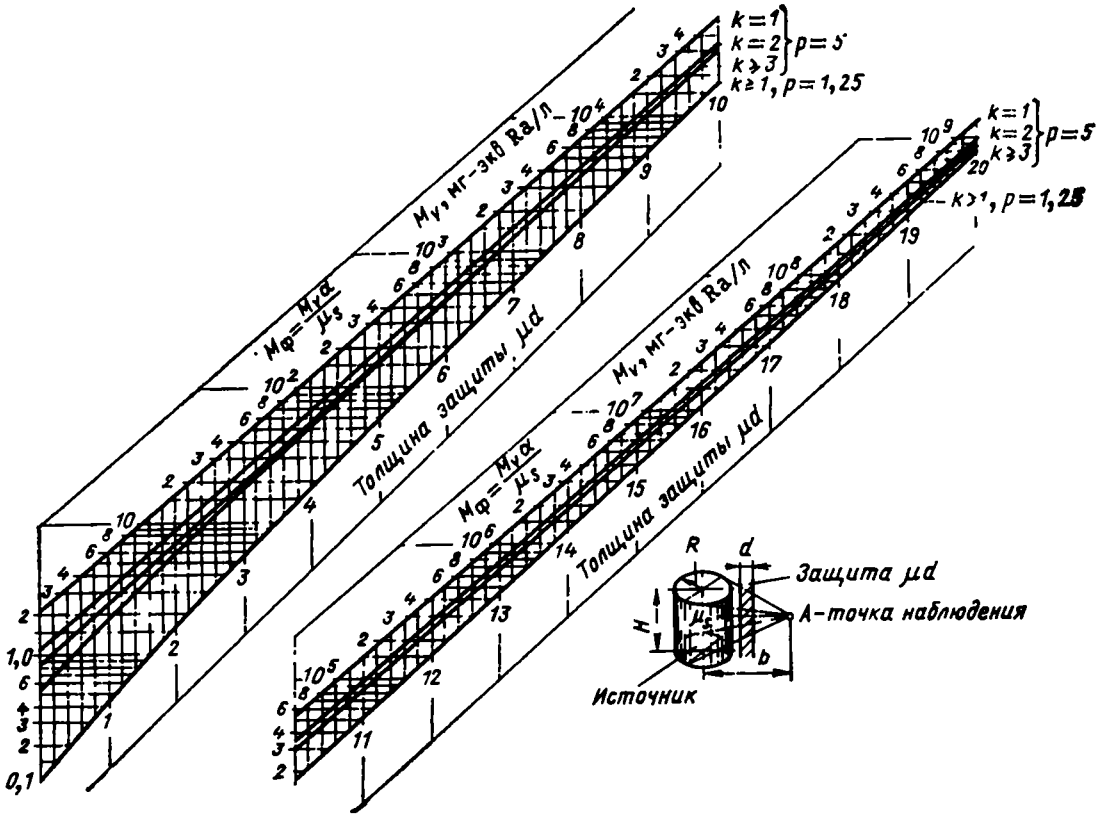
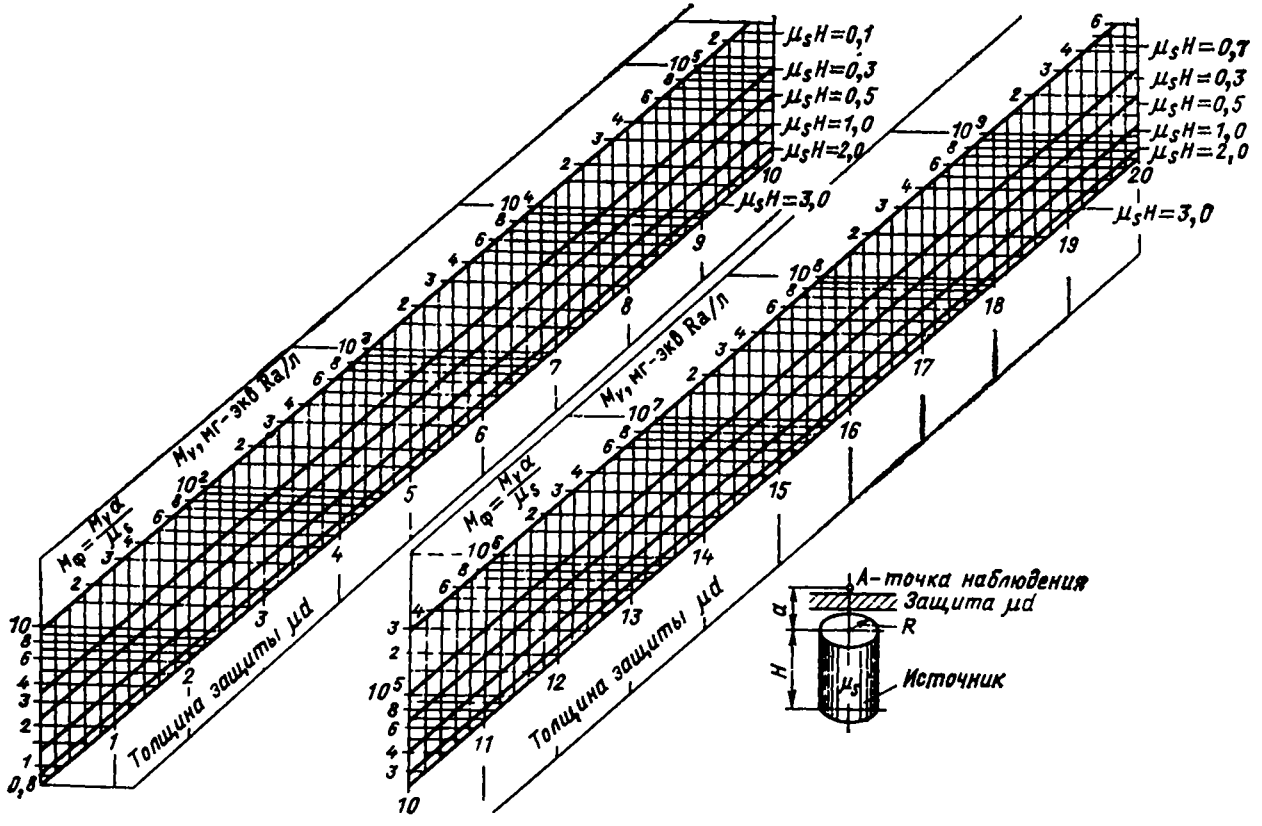
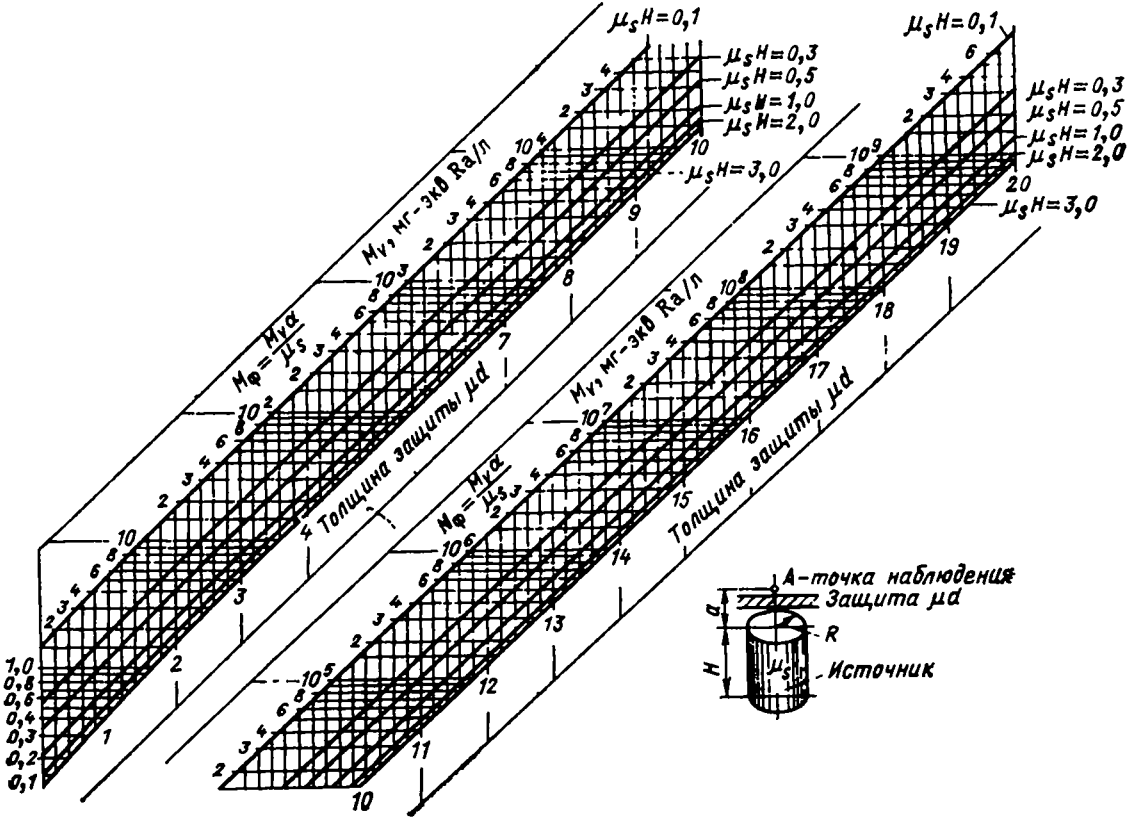

k=1
k=2
k≥3
p=5
k≥1, p=1,25
Мγ, мг-экв Ra/л
Мф = Мγα / μs
Толщина защиты μd
R
d
Защита μd
A-точка наблюдения
H
b
Источник

Рис. 13.7


$\mu_s H = 0{,}1$
$\mu_s H = 0{,}3$
$\mu_s H = 0{,}5$
$\mu_s H = 1{,}0$
$\mu_s H = 2{,}0$
$\mu_s H = 3{,}0$
$M_ф = \frac{M_у d}{\mu_s}$
$M_у$, мг-экв Ra/л
Толщина защиты μd
A – точка наблюдения
Защита μd
R
H
μ_s
Источник



$\mu_s H = 0,1$
$\mu_s H = 0,3$
$\mu_s H = 0,5$
$\mu_s H = 1,0$
$\mu_s H = 2,0$
$\mu_s H = 3,0$
M_V, мг-экв Ra/л
$M_\Phi = \frac{M_V \alpha}{\mu_s}$
Толщина защиты μd
A-точка наблюдения
Защита μd
R
Источник
a
H
μ_s

Рис 13 8

построены без учета многократного рассеяния в защите и источнике излучения и с учетом предельно допустимой мощности экспозиционной дозы $\dot{X}_{\text{ДМД}_\text{А}} = 2{,}8$ мР/ч решением следующих уравнений:

в радиальном направлении в плоскости центрального сечения

$$X_{P_s} = \frac{4P_\gamma \alpha M_v t\,(\mu_s R)\cdot 10^{-8}}{\mu_s} G_1(k;\ p';\ \mu_s R;\ \mu x) = 0{,}0167P; \quad (13.26)$$

в осевом направленни

$$X_{P_s} = \frac{2\pi P_\gamma \alpha M_v t\cdot 10^{-8}}{\mu_s} Z\,(k_1;\ p_1';\ \mu_s H;\ \mu x_1) = 0{,}0167P, \quad (13.27)$$

где α — коэффициент, учитывающий отклонение от стандартных условий проектирования защиты; t — время 6-часового рабочего дня, ч; M_v — удельный гамма-эквивалент источника, мг-экв Ra/л; $k = H/2R$; $k_1 = H/R$; $p' = b/R$; $p'_1 = a/H$; G_1 и Z — табулированные функции; μ_s, μ — линейные коэффициенты ослабления γ-излучения в материале источника и защите соответственно; x, x_1 — толщина защитных экранов; R, H — радиус и высота цилиндрических источников; b, b_1 — расстояние от оси цилиндрического источника до точки детектирования по нормали к оси источника и от торца цилиндрического источника по его оси до детектора соответственно.

Для определения по номограмме требуемой толщины защиты μd без учета рассеянного излучения необходимо знать: фиктивный удельный гамма-эквивалент, мг-экв Ra·см/л,

$$M_\Phi = \alpha M_v/\mu_s, \quad (13.28)$$

значения k, p' для радиального направления и M_Φ, $\mu_s H$ — для осевого направления.

Если $p' > 5$, $k < 2$, то фиктивный удельный гамма-эквивалент для точек детектирования в радиальном направлении от цилиндра можно определить по формуле $M_\Phi(p' > 5) = M_\Phi(p' = 5)\left(\frac{5}{p}\right)^3$. При $\mu_s H > 3$ в осевом направлении следует принимать $\mu_s H = 3$.

При отклонении проектируемой защиты от стандартных условий коэффициент $\alpha \neq 1$. Тогда коэффициент α определяется как произведенне безразмерных сомножителей

$$\alpha = nfrsgu\ \ldots, \quad (13.29)$$

где n — относительный вклад γ-излучения с энергией $h\nu$ в спектр излучения источника; $f = \frac{2{,}8}{\dot{X}}$ ($\dot{X}$ — мощность экспозиционной дозы, принятая в проекте, мР/ч; 2,8 — предельно допустимая мощность экспозиционной дозы при стандартных условиях, Р/ч); r — поправка, учитывающая наличие других источников и видов излучения; s — поправка на адсорбцию активности на внутренних стенках аппаратуры; $s \approx 1 + 2\mu_s\, \mathcal{A}_s/\mathcal{A}_v$ ($\mathcal{A}_s$ — сорбированная активность на 1 см^2 поверхности; $\mathcal{A}_v$ — объемная активность в 1 см^3 источника); g — геометрический параметр, учитывающий положение точки детектирования от принятого положения при построении

номограмм (например, для точки P_1 на рис. 13.8 $g=1/2$; $k=H/R$ — нестандартное условие; для точки P_2 $g=1$; $k=H/2R$ — стандартное условие; u — поправка на поглощение γ-излучения в стенках аппаратуры $u\approx\exp[-(\mu x-\ln B)]$ (μx — толщина стенок аппаратуры, B — фактор накопления).

Для определения толщины защиты x_0 с учетом многократного рассеяния γ-излучения в материале защиты рекомендуется формула

$$x_0=\frac{(\mu x)+\ln B(E_\gamma,\ \mu x,\ Z)}{\mu}, \qquad (13.30)$$

где $B(E_\gamma,\ \mu x,\ Z)$ — фактор накопления γ-излучения в бесконечной среде для точечного изотропного источника с энергией E_γ в защите толщиной μx с атомным номером материала Z.

Пример 19. Цилиндрический сосуд ($H=1{,}28$ м, $R=0{,}32$ м) наполнен водным раствором продуктов деления с общим гамма-эквивалентом 62 000 г-экв Ra с эффективной энергией γ-излучения 0,76 МэВ. Определить толщину x_0 бетонной защиты в радиальном направлении цилиндра для того, чтобы в точке P, находящейся в центральной плоскости цилиндра за защитой, была обеспечена предельно допустимая экспозиционная доза при 6-часовом рабочем дне. Точка P находится от оси цилиндра на расстоянии 1,6 м.

Решение. Решим задачу графическим методом, определим фиктивный удельный гамма-эквивалент по формуле (13.28)

$$M_\Phi=\frac{M\alpha\cdot10^{-8}}{\pi R^2H\mu_s}=\frac{62\cdot10^3\cdot1\cdot10^8}{\pi\cdot32^2\cdot128\cdot0{,}078}=1{,}92\cdot10^6 \text{ мг-экв Ra/л}$$

(в рассматриваемом примере $\alpha=1$).

По номограмме (см. рис. 13.6), зная $M_\Phi=1{,}92\cdot10^6$; $k=2$; $p=5$, определяем значение толщины защиты $\mu x=14$.

Определяем фактор накопления в бесконечной среде для точечного изотропного источника по формуле (13.5)

$$B=A_1\,e^{-\alpha_1\mu\delta}+(1-A_1)\,e^{-\alpha_2\mu\delta}=11{,}1\,e^{0{,}097\cdot16{,}8}-10{,}1e^{-0{,}017\cdot16{,}8}=50{,}1$$

(принято предположение, что толщина бетонной защиты равна $x_0=105$ см, тогда $\mu x_0=0{,}16\cdot105=16{,}8$).

Определяем абсолютную толщину x_0 при наличии многократного рассеяния γ-излучения по формуле (13.30)

$$x_0=\frac{(\mu x)+\ln B(E_\gamma,\ \mu x,\ Z)}{\mu}=\frac{14+\ln50{,}1}{0{,}16}=105 \text{ см}.$$

13.2.7. Расчет защиты от тормозного излучения

Расчетные формулы определения энергии тормозного излучения при торможении β-частиц с непрерывным спектром (1.13) и моноэнергетических электронов (1.12а) были рассмотрены в гл. 1. Следует добавить, что эффективная энергия γ-излучения тормозного излучения $E_{\beta_{эф}}$ принимается равной половине или одной

трети максимальной энергии тормозящих β-частиц, если $E_{\beta_{макс}} <$ < 10 МэВ или 10 МэВ$< E_{\beta_{макс}} \leqslant 30$ МэВ соответственно.

Пример 20. Определить мощность экспозиционной дозы тормозного излучения на расстоянии 40 см от точечного изотропного источника ^{32}P активностью 2 Ки, если β-частицы полностью поглощаются в самом источнике и на один распад испускается одна β-частица с максимальной энергией 1,7 Мэв.

Решение По формуле (1.13) определяем энергию тормозного излучения

$$E_{\beta}^{\text{торм}} = 1{,}23 \cdot 10^{-4} (Z_{\text{эф}} + 3) \sum_{i=1}^{m} \left\{ E_{\beta_i}^2 n_{\beta_i} \right\} = 1{,}23 \cdot 10^{-4} \cdot 18 \cdot 1{,}7^2 = 64 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ/расп}$$

Энергию тормозного излучения можно определить по табл. П.34.

Мощность экспозиционной дозы тормозного излучения от точечного источника, определяется по формуле (4.24):

$$\dot{X} = \frac{\varphi_w (\mu_{en})_m}{87{,}3} = \frac{\mathscr{A} \cdot 3{,}7 \cdot 10^7 E_{\beta}^{\text{торм}} (\mu_{en})_m \left(E_{\beta_{эф}}\right) \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-6} \cdot 3600}{4\pi r^2 \cdot 87{,}3},$$

где $\mathscr{A}$ — активность источника, мКи; $3{,}7 \cdot 10^7$ — число распадов в 1 с, соответствующее активности в 1 мКи; $(\mu_{en})_m$ — массовый коэффициент передачи энергии в воздухе (определяется по $E_{\beta_{эф}} = \frac{1}{2} E_{\beta_{макс}} = \frac{1}{2} 1{,}7 = 0{,}85$ МэВ), см²/г; $1{,}6 \cdot 10^{-6}$ — энергетический эквивалент в 1 МэВ, эрг/МэВ; r — расстояние от источника, см; 87,3 — энергетический эквивалент 1Р, эрг/(г·Р). По табл. П.13 находим $(\mu_{en})_m = 0{,}027$ см²/г

Определяем мощность экспозиционной дозы тормозного излучения

$$\dot{X} = \frac{2 \cdot 10^3 \cdot 3{,}7 \cdot 10^7 \cdot 64 \cdot 10^{-4} \cdot 0{,}027 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-6} \cdot 3600}{4\pi \cdot 40^2 \cdot 87{,}3} = 0{,}04 \text{Р/ч} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ Кл/(кг·ч)}.$$

13.3. ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА ТОЛЩИНЫ ЗАЩИТНЫХ ЭКРАНОВ ОТ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При рассмотрении расчета защиты от нейтронного излучения следует иметь в виду процессы взаимодействия нейтронов с веществом среды.

1. Защита от нейтронного излучения основывается на поглощении тепловых нейтронов. Быстрые нейтроны должны быть сначала замедлены.

2. Нейтроны с энергией свыше 0,5 МэВ рассеиваются на ядрах поглощающей среды, испытывая неупругие столкновения с выходом нейтронов меньшей энергии. При этом ядра переходят в возбужденное состояние и возвращаются в основное состояние, испуская γ-излучение или β-частицы.

Нейтроны, имеющие энергию до 0,5 МэВ, испытывают в основном упругое рассеяние.

В результате неупругого рассеяния нейтроны замедляются до тепловых и приходят в тепловое равновесие с окружающей средой. Тепловые нейтроны, диффундируя в защите, могут либо вый-

ти за ее пределы, либо быть поглощены в самой защите. При этом возникает захватное γ-излучение, которое необходимо учитывать при расчете защиты.

4. Под действием нейтронного облучения многие материалы активируются. Это следует учитывать при выборе защиты.

Ослабление узкого моноэнергетического пучка быстрых нейтронов происходит по экспоненте:

$$\varphi_x = \varphi \exp(-\Sigma_t x), \tag{13.31}$$

где φ_x — плотность потока нейтронов, нейтр./(м^2·с), после ослабления в защите толщиной x, см; φ — плотность потока без защиты; Σ_t — полное макроскопическое сечение защитного материала, см$^{-1}$; $\Sigma_t = \sigma_t n_A$ (n_A — число ядер, находящихся в 1 см^3 поглощающего вещества, $n_A = \rho \cdot 6{,}023 \cdot 10^{23}/A$). Для сложного состава защиты

$$\Sigma_t = \sigma_1 n_{A_1} + \sigma_2 n_{A_2} + \ldots, \tag{13.32}$$

где σ_1, σ_2 — микроскопические сечения отдельных элементов, входящих в состав сложного вещества, см^2; n_{A_1}, n_{A_2} — числа ядер отдельных элементов, находящихся в 1 см^3 вещества.

Ослабление плотности потока нейтронов [формула (13.31)] в зависимости от толщины защиты x и длины релаксации нейтронов λ может быть определено по формуле

$$\varphi_x = \varphi \exp(-x/\lambda), \tag{13.33}$$

где $\lambda = 1/\Sigma$.

Значения длины релаксации для точечных изотропных моноэнергетических источников нейтронов и источников нейтронов спектра деления для различных материалов приведены в табл. П.29 и П.30.

Форма кривой ослабления (на начальном участке от источника в 2—3 длины релаксации) может отличаться от экспоненциальной формы. Это отличие учитывается введением коэффициента f, значения которого для моноэнергетических источников нейтронов приведены в табл. П.31. Для источников нейтронов спектра деления $f \approx 1$.

Тогда плотность потока нейтронов от моноэнергетического точечного изотропного источника за защитой толщиной x (защита находится между источником и детектором) будет равна

$$\varphi_x = \frac{Ef}{4\pi r^2} \exp(-\Sigma x), \tag{13.34}$$

где F — поток нейтронов, нейтр./с.

При расчете защиты от быстрых нейтронов можно использовать величину слоя половинного и десятикратного ослабления

$$\Delta_{1/2} = 0{,}693/\Sigma \quad \text{и} \quad \Delta_{1/10} = 2{,}303/\Sigma.$$

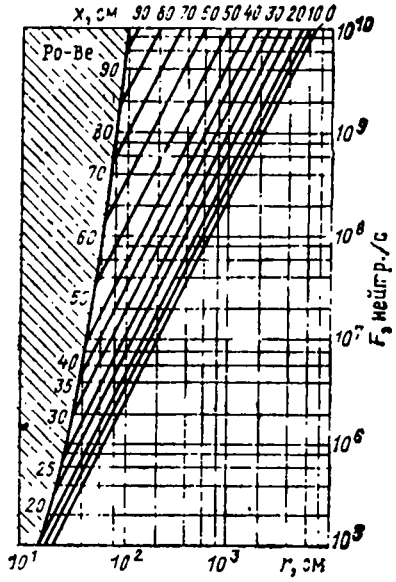


Рис 13 9

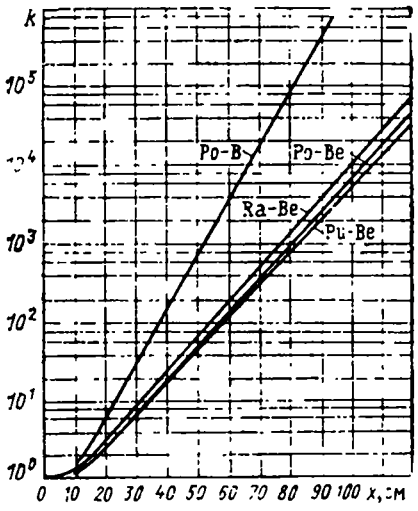


Рис 13 10

Зная кратность ослабления (отношение какого-либо параметра, например плотности потока без защиты, к аналогичной величине с защитой)

$$k = \varphi/\varphi_x = \exp(\Sigma x) = 2^n \cdot 10^{n'},$$

можно найти толщину защитного слоя

$$x = n\Delta_{1/2} + n'\Delta_{1/10}. \qquad (13.35)$$

Для расчета водной защиты от лабораторных (α, n)-источников нейтронов можно использовать номограммы.

Первая номограмма (рис. 13.9) построена для допустимой эквивалентной дозы профессионального облучения 0,0167 сЗв (0,0167 бэр) в день, время облучения $t=6$ ч в день. Она связывает между собой поток излучения F, нейтр./с, расстояние от источника до точки детектирования r, м, и толщину водной защиты x, см. Номограмма построена для Po — Be-источника.

Вторая номограмма (рис. 13.10) показывает зависимость кратности ослабления k от толщины водной защиты x, см, для Po — B-, Ra — Be-, Po — Be- и Pu — Be-источников.

Третья номограмма (рис. 13.11) построена для допустимой эквивалентной дозы профессионального облучения 0,0167 сЗв (0,0167 бэр) в день. Она связывает между собой измеренную или рассчитанную мощность эквивалентной дозы, мкЗв/с (мкбэр/с), расстояние от источника до детектора x, см, и время облучения t, ч, в сутки Номограмма построена для Po — Be-источника.

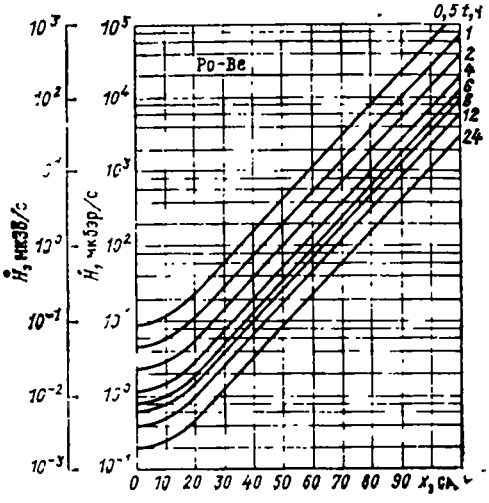


Рис 13 11

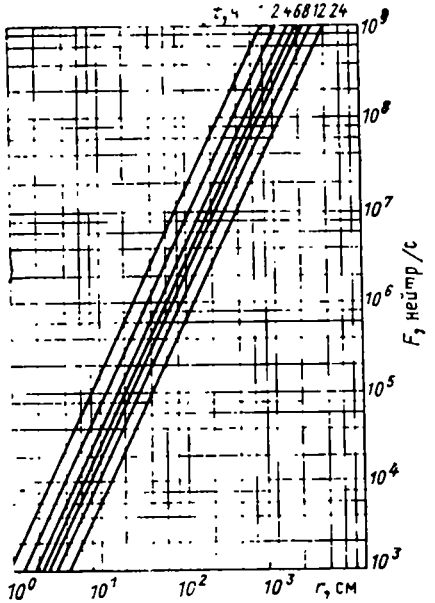


Рис 13 12

Четвертая номограмма (рис. 13.12) связывает между собой поток нейтронов F, нейтр./с, расстояние от источника до детектора r, см, и время облучения t, ч, в сутки. При любом сочетании этих параметров выполняются допустимые условия работы при профессиональном облучении без защиты.

Первая и третья номограммы для Po — Be-источника могут быть использованы для Pu — Be-источников и с меньшей точностью для Ra — Be-источников. Эта неточность может быть оценена по третьей номограмме, по которой можно определить длину релаксации нейтронов. Длина релаксации в воде для различных нейтронных источников следующая: Po — B $\lambda = 6{,}3$ см; Ra — Be $\lambda = 9{,}8$ см; Po — Be $\lambda = 10{,}3$ см; Pu — Be $\lambda = 10{,}5$ см.

При использовании в качестве защитного материала парафина его длина релаксации меньше длины релаксации в воде в 1,2 раза для Po — B-источника и в 1,6 раза для Po — Be-источника.

Пример 21. Определить толщину защиты из кадмия, необходимую для ослабления плотности потока тепловых нейтронов от точечного изотропного источника $\varphi = 15 \cdot 10^{11}$ т. нейтр/(см^2·с) до предельно допустимого значения, если $\sigma_{Cd} = 2550 \cdot 10^{-24}$ см$^{-2}$, $\rho_{Cd} = 8{,}64$ кг/см^3, $A_{Cd} = 112$. Работа с источником продолжается в течение 6 ч.

Решение. Определяем допустимую плотность потока тепловых нейтронов при $t = 6$ ч $\Phi_{ДПП_A} = 4620/t = 4620{,}6 = 770$ т нейтр/(см^2·с) (9.19); кратность ослабления $k = \varphi/\Phi_{ДПП_A} = 15 \cdot 10^{11}/770 = 2 \cdot 10^9$, макроскопическое сечение $\Sigma =$

$=\rho L_0/A\sigma$; $\Sigma_{Cd}=8{,}64(6{,}02\cdot10^{22}/112)\cdot2550\cdot10^{-24}=119$ см$^{-1}$. По формуле $k=\exp(x\Sigma_{Cd})$ определяем толщину защиты кадмия $2\cdot10^9=\exp(x_{Cd}\cdot119)$; $x_{Cd}=0{,}18$ см.

Пример 22. Плотность потока быстрых нейтронов от точечного изотропного источника составляет $\varphi=2\cdot10^6$ б нейтр/(см^2·с) с энергией $E_n=14$ МэВ. Следует ослабить эту плотность потока экраном из воды до допустимого значения. Время работы 6 ч. При $E_n=14$ МэВ $\sigma_H=0{,}69\cdot10^{-24}$ см^2 и $\sigma_O=1{,}5\cdot10^{-24}$ см^2.

Решение. Допустимая плотность потока для быстрых нейтронов составляет $\Phi_{ДПП_A}=120/t$ б нейтр/(см^2·с)$=120/6=20$ б нейтр/(см^2·с).

Определяем кратность ослабления $k=\varphi/\Phi_{ДПП_A}=2\cdot10^6/20=10^5$; число атомов водорода и кислорода в 1 см^3 воды

$$n_H=\frac{L_0}{A}\rho=\frac{6\cdot10^{23}\cdot2\cdot1}{18}=6{,}7\cdot10^{22},\qquad n_O=\frac{6\cdot10^{23}\cdot1\cdot1}{18}=3{,}35\cdot10^{22};$$

макроскопическое сечение воды $\Sigma_{H_2O}=\sigma_H n_H+\sigma_O n_O=0{,}69\cdot10^{-24}\cdot6{,}7\cdot10^{22}+1{,}5\times\times10^{-24}\cdot3{,}35\cdot10^{22}\approx0{,}1$ см$^{-1}$; слой десятикратного ослабления $\Delta_{1/10}=2{,}3/\Sigma_{H_2O}=2{,}3/0{,}1=23$ см, слой половинного ослабления $\Lambda_{1/2}=0{,}693/\Sigma_{H_2O}=0{,}693/0{,}1=6{,}93$ см. Толщина защитного экрана из воды составит $x_{H_2O}=\Delta_{1/2}+n'\Delta_{1/10}=2\cdot6{,}93+5\cdot23=129$ см.

Пример 23. В полиэтиленовой призме больших размеров помещен точечный изотропный источник моноэнергетических нейтронов с энергией $E_n=14{,}9$ МэВ потоком $F=7\cdot10^7$ нейтр/с. Определить плотность потока нейтронов с энергией выше 2 МэВ на расстоянии 50 см от источника ($\rho_n=0{,}93$ г/см^3).

Решение. Определяем по табл. П 30 длину релаксации для полиэтилена при $E_n=14{,}9$ МэВ; $\lambda'=12{,}8$ г/см^2; $\lambda=12{,}8/0{,}93=13{,}78$ см. Находим значение коэффициента f по табл. П.31 $f=2{,}5$. По формуле (13.34) определяем плотность потока нейтронов

$$\varphi_x=\frac{Ff}{4\pi r^2}\exp(-\Sigma r)=\frac{7\cdot10^7\cdot2{,}5}{4\pi\cdot50^2}\exp-\frac{50}{13{,}78}=148\text{ нейтр./(см}^2\cdot\text{с)}.$$

Пример 24. Имеется точечный изотропный Po — Be-источник, испускающий $F=2\cdot10^7$ б. нейтр/с. Определить расстояние, на котором можно безопасно работать в течение 6 ч.

Решение. Плотность потока нейтронов изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния $\Phi_{ДПП_A}=F/4\pi r^2$. Так как $\Phi_{ДПП_A}=\frac{120}{t}$ б нейтр/(см^2·с), то $120/t=\frac{F}{4\pi r^2}$, отсюда

$$r=\sqrt{\frac{Ft}{120\cdot4\pi}}=\sqrt{\frac{2\cdot10^7\cdot6}{120\cdot4\pi}}=283\text{ см}.$$

Можно также определить это расстояние, используя номограмму рис. 13.12.

Пример 25. Определить кратность ослабления плотности потока быстрых нейтронов деления от плоского мононаправленного источника защитой, состоящей из слоев стали, воды и бетона толщиной 20, 80 и 140 см соответственно ($\Sigma_{Fe}=0{,}168$ см$^{-1}$, $\lambda_{H_2O}=10{,}1$ см, $\lambda_б=11$ см). Ослабление нейтронов происходит по закону экспоненты.

Решение. Определяем кратность ослабления с учетом всех защитных слоев

$$k = \exp(\Sigma_{Fe}x_{Fe})\exp(x_{H_2O}/\lambda_{H_2O})\exp(x_б/\lambda_б) = \exp(0{,}168\cdot 0)\exp(80/10)\exp(140/11) =$$
$$= 28{,}63\cdot 2981\cdot 327\cdot 10^3 = 28\cdot 10^9.$$

Пример 26. Определить кратность ослабления плотности потока быстрых нейтронов деления слоем воды толщиной 2 м. Источник нейтронов плоский, изотропный ($\lambda_{H_2O} = 10$ см).

Решение. Определяем кратность ослабления слоем воды

$$k = \exp(x_{H_2O}/\lambda_{H_2O}) = \exp(200/10) = \exp 20 = 2{,}2\cdot 10^8\cdot 2{,}2\cdot 10^8 = 4{,}84\cdot 10^9.$$

Пример 27. Кратность ослабления плотности потока быстрых нейтронов деления плоского моноправленного источника равна 10^7. Определить толщину бетонной защиты ($\lambda_б = 16$ см).

Решение.

$$k = 10^7 = \exp(x_б/16); \qquad x_б/16 = 7\ln 10; \qquad x_б = 257 \text{ см}.$$

Если источник быстрых нейтронов деления плоский, бесконечный и изотропный, для ослабления плотности потока в защите можно использовать интегральную экспоненту (см. табл. П.5)

$$\varphi_x = -\frac{1}{2}\varphi_0 E_1(\Sigma_x). \qquad (13.36)$$

Пример 28. На водный экран толщиной 80 см от бесконечного плоского источника быстрых нейтронов деления падает поток нейтронов с плотностью 10^9 б. нейтр/(см^2·с). Определить плотность потока нейтронов за защитой и кратность его ослабления ($\lambda_{H_2O} = 10$ см).

Решение По формуле (13.36) определяем

$$\varphi_x = \frac{1}{2}\varphi_0 E_1\left(\frac{x}{\lambda}\right) = \frac{1}{2}10^9 E_1\cdot 8 = \frac{1}{2}10^9\cdot 3{,}77\cdot 10^{-5} =$$
$$= 1{,}89\cdot 10^4 \text{ б. нейтр./(см}^2\text{/с)}, \qquad k = 10^9/(1{,}89\cdot 10^4) = 5{,}3\cdot 10^4.$$

Защиту из воды или парафина от точечного Po — Be-источника рассчитывают по полуэмпирической формуле Близарда

$$\varphi_{\text{ДПП}_A} = \frac{BF\exp(-\Sigma_{\text{выв}}x)}{4\pi r^2}, \qquad (13.37)$$

где $\varphi_{\text{ДПП}_A}$ — допустимая плотность потока, равная 20 б. нейтр./(см^2·с); B — фактор накопления, равный 5, если толщина защиты $x > 20$ см; F — число быстрых нейтронов, испускаемых источником в 1 с [$F = (7 \div 8)\cdot 10^{-5}$ б.нейтр./(Бк·с))]; $\Sigma_{\text{выв}}$ — макроскопическое сечение выведения для данного источника ($E_{Po-Be} = 4{,}5$ МэВ) и защиты (для воды $\Sigma_{\text{выв}}^{\text{воды}} = 0{,}139$ см$^{-1}$, для парафина $\Sigma_{\text{выв}}^{\text{пар}} = 0{,}161$ см$^{-1}$); r — расстояние от источника, на котором определяется $\varphi_{\text{ДПП}_A}$.

Пример 29. Точечный изотропный Po — Be-источник нейтронов активностью $18{,}5 \cdot 10^{10}$ Бк помещен в середине водяного бака диаметром 60 см; $h = 60$ см.

Определить расстояние r, на котором можно безопасно работать.

Решение По формуле (13.37) определяем.

$$r = \sqrt{\frac{BFe^{-\Sigma_{выв} x}}{4\pi\varphi_{дпп_A}}} = \sqrt{\frac{5 \cdot 18{,}5 \cdot 10^{10} \cdot 8 \cdot 10^{-5} e^{-0{,}139 \cdot 30}}{4 \cdot 3{,}14 \cdot 20}} = 67{,}4 \text{ см}.$$

Приближенное соотношение между плотностью потока быстрых $\varphi_{б.п}$ и тепловых нейтронов $\varphi_{т.п}$ в воде ($x_{H_2O} > 30 + 40$ см) дается выражением

$$\frac{\varphi_{т.п}}{\varphi_{б.п}} = \frac{\exp\left(\tau/\lambda^2_{б.н}\right)}{\left(1 - L^2/\lambda^2_{б.н}\right)\lambda_{б.н}\Sigma_a}, \qquad (13.38)$$

где τ — возраст тепловых нейтронов; L — длина диффузии тепловых нейтронов, $\lambda_{б.н}$ — длина релаксации быстрых нейтронов; Σ_a — сечение поглощения тепловых нейтронов

Пример 30. Точечный изотропный Po — Be-источник нейтронов активностью $7{,}4 \cdot 10^{11}$ Бк помещен в середине водяного бака (диаметром 60 см) Определить плотность потока быстрых и тепловых нейтронов на поверхности бака. Возраст нейтронов 32 см^2, длина релаксации быстрых нейтронов 10 см, длина диффузии тепловых нейтронов в воде 2,85 см, $\Sigma_a = 0.0197$ см$^{-1}$

Решение По формуле (13.37) определяем плотность потока быстрых нейтронов на поверхности бака

$$\varphi_{б.п} = \frac{BF \exp\left(-\Sigma_{выв} x\right)}{4\pi r^2} =$$

$$= \frac{5 \cdot 7{,}4 \cdot 10^{11} \cdot 7 \cdot 10^{-5} \exp\left(-0{,}139 \cdot 30\right)}{4 \cdot 3{,}14 \cdot 30^2} = 353 \text{ б. нейтр./(см}^2 \cdot \text{с)}.$$

Определяем плотность потока тепловых нейтронов по формуле (13.38)

$$\varphi_{т.н} = 353 \frac{\exp\left(32/100\right)}{\left[1 - \left(\frac{2{,}85}{10}\right)^2\right] \cdot 10 \cdot 0{,}0197} =$$

$$= 353 \frac{1{,}38}{0{,}919 \cdot 0{,}197} = 2682 \text{ т. нейтр./(см}^2 \cdot \text{с)}.$$

Пример 31. В центре водяного бака диаметром и высотой 100 см установлен точечный изотропный источник моноэнергетических нейтронов потоком $F = 10^8$ нейтр/с с энергией $E_n = 14$ МэВ. Определить мощность эквивалентной дозы нейтронов с энергией, большей 0,33 МэВ, на расстоянии $r = 50$ см от источника

Решение Определяем мощность эквивалентной дозы нейтронов в отсутствие защиты

$$\dot{H} = \frac{F\eta}{4\pi r^2} = \frac{10^8 \cdot 39 \cdot 10^{-8}}{4\pi \cdot 50^2} = 1{,}24 \text{ мкЗв/с},$$

где η — коэффициент перевода плотности потока нейтронов в мощность дозы, определяется по рис. 13.13, $\eta = 39 \cdot 10^{-9}$ сЗв/с на 1 нейтр/(см²·с). Определяем мощность эквивалентной дозы с учетом как ослабления нейтронов в воде, так и отклонения от экспоненциального закона на начальном расстоянии от источника

$$\dot{H}_x = \dot{H} f \exp(-x/\lambda) = 1{,}24 \cdot 3 \exp \times$$
$$\times(-50/14{,}2) = 0{,}11 \text{ мкЗв/с},$$

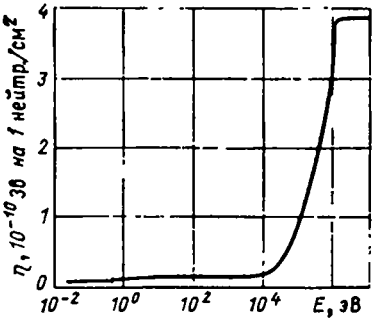


Рис. 13.13

f и λ определяются по табл. П.31 и П.29 соответственно

Пример 32. Определить толщину водной защиты от Ро — Be-источника (поток излучения $F = 2\ 10^7$ нейтр/с), с которым можно безопасно работать при 36-часовой рабочей неделе. Расстояние от источника до детектора 100 см.

Решение. По номограмме рис. 13.9 расчета защиты из воды для точечного изотропного Ро — Be-источника при $F = 2 \cdot 10^7$ нейтр/с и $r = 100$ см определяем толщину водной защиты $x = 30$ см.

Пример 33. Точечный изотропный Ро — Be-источник (поток излучения $F = 2 \cdot 10^7$ нейтр/с) помещен в центре сферической емкости диаметром 100 см, заполненной водой. Определить мощность эквивалентной дозы нейтронов на границе емкости.

Решение. Определяем мощность эквивалентной дозы нейтронов в отсутствие защиты на границе емкости

$$\dot{H} = \frac{F\eta}{4\pi r^2} = \frac{2 \cdot 10^7 \cdot 39 \cdot 10^{-9}}{4\pi \cdot 50^2} = 0{,}248 \text{ мкЗв/с},$$

где $\eta = 39 \cdot 10^{-9}$ сЗв на 1 нейтр/см² находим по рис. 13.13; мощность эквивалентной дозы можно определить по номограмме рис. 13.11 $\dot{H} = 0{,}25$ мкЗв/с. Определяем по номограмме рис. 13.10 при $x = 0{,}5$ м кратность ослабления водной защиты $k = 50$. Затем вычисляем мощность дозы в точке детектирования

$$\dot{H}_x = \dot{H}/k = \frac{0{,}248}{50} = 0{,}496 \cdot 10^{-2} \text{ мкЗв/с}.$$

Плотность потока захватного γ-излучения (за бесконечной плоской защитой, имеющей форму плиты конечной толщины), возникающего в результате захвата тепловых нейтронов, определяется соотношением

$$\left.\begin{aligned}
\varphi_\gamma &= \frac{\varphi_{т.н}\Sigma_{n,\gamma}\exp(-\Sigma\delta)}{2\Sigma}\left\{\exp(\Sigma\delta)\,E_1(\mu\delta) - \right. \\
&\left. - E_1[(\mu-\Sigma)\delta] - \ln\left(\frac{\mu-\Sigma}{\mu}\right)\right\}_{\mu>\Sigma}; \\
\varphi_\gamma &= \frac{\varphi_{т.н}\Sigma_{n,\gamma}\exp(-\Sigma\delta)}{2\Sigma}\left\{\exp(\Sigma\delta)\,E_1(\mu\delta) - \right. \\
&\left. - E_1[(\Sigma-\mu)\delta] - \ln\left(\frac{\Sigma-\mu}{\mu}\right)\right\}_{(\Sigma>\mu)},
\end{aligned}\right\} \qquad (13.39)$$

где $\varphi_{т\,н}$ — плотность потока тепловых нейтронов, падающих на плоскую плиту (выход захватных фотонов с противоположной стороны плиты); $\Sigma_{n,\gamma}$ — сечение захвата тепловых нейтронов в материале плиты; μ — линейный коэффициент ослабления захватных фотонов; $1/\Sigma$ — длина релаксации тепловых нейтронов; δ — толщина защиты; $E_1(x)$ — интегральная экспонента (см. п. 13.9.1):

$$E_1(x) = \int_x^\infty \exp(-y)\frac{dy}{y}; \qquad \bar{E}_1(x) = \int_{-\infty}^x \exp(y)\frac{dy}{y}.$$

Пример 34. Определить мощность экспозиционной дозы за защитой (20 см стали и 160 см воды) от захватного γ-излучения, возникающего при захвате тепловых нейтронов в железе (на один захват нейтрона в железе возникает один фотон с энергией 6,4 МэВ). Плотность потока тепловых нейтронов 10^{10} т нейтр/(см^2·с). Рассеянием фотонов в железе можно пренебречь; $\lambda_{Fe} = 24$ см.

Решение. Определяем сечение захвата тепловых нейтронов в железе

$$\Sigma_{n,\gamma} = \frac{6{,}02\cdot 10^{23}}{55{,}8}\,7{,}5\cdot 2{,}52\cdot 10^{-24} = 0{,}213 \text{ см}^{-1}.$$

По табл. П 12,13 находим $\mu = 0{,}234$ см$^{-1}$; $(\mu_{en})_m = 1{,}66\cdot 10^{-2}$ см^2, $\mu > \Sigma$, $\Sigma = \frac{1}{24} = 0{,}042$ см$^{-1}$. По формуле (13.39) определяем

$$\varphi_\gamma = \frac{10^{10}\cdot 0{,}213 e^{-0{,}042\cdot 20}}{2\cdot 0{,}042}\left\{e^{0{,}042\cdot 20}E_1(0{,}234\cdot 20) - E_1[(0{,}234-0{,}042)\cdot 20] - \ln\frac{(0{,}234-0{,}042)}{0{,}234}\right\} = 1{,}1\cdot 10^{10}(2{,}32\cdot 1{,}64\cdot 10^{-3} - 4{,}82\cdot 10^{-3} + 0{,}2) =$$

$$= 1{,}1\cdot 10^{10}\cdot 0{,}208 = 2{,}29\cdot 10^9 \text{ фотон/(см}^2\cdot\text{с)}.$$

Мощность экспозиционной дозы, создаваемая потоком захватного γ-излучения, будет

$$\dot{X} = \frac{\varphi_w(\mu_{en})_m}{33{,}8} = \frac{\varphi_\gamma E_\gamma (\mu_{en})_m}{33{,}8} =$$

$$= \frac{2{,}29\cdot 10^9\cdot 6{,}4\cdot 1{,}66\cdot 10^{-2}\cdot 10^{-8}\cdot 1{,}6\cdot 10^{-13}\cdot 10^6}{33{,}8} = 1{,}15\cdot 10^{-8} \text{ мкКл/(кг·с)};$$

$33{,}8\,\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$ — энергетический эквивалент $1\,\frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$; $(\mu_{en})_m = 1{,}66\cdot 10^{-2}$ см^2/г.

Мощность экспозиционной дозы за водной защитой толщиной 160 см с учетом фактора накопления

$$\dot{X}'' = \dot{X}'[A_1E_1(\mu_1\delta_{H_2O}) + (1-A_1)E_1(\mu_2\delta_{H_2O})] =$$

$$= 1{,}15\cdot 10^{-8}[3{,}3E_1(0{,}0244\cdot 160) + (1-3{,}3)E_1(0{,}0288\cdot 160)] =$$

$$= 1{,}15\cdot 10^{-8}(3{,}3\cdot 4{,}267\cdot 10^{-8} - 2{,}3\cdot 1{,}84\cdot 10^{-3}) = 1{,}15\cdot 10^{-8}\cdot 9{,}87\cdot 10^{-3} =$$

$$= 11{,}35\cdot 10^{-6} \text{ мкКл/(кг·с)}.$$

Определяем для воды по табл. П.12 (при $E = 6{,}4$ МэВ) $\mu' = 0{,}0256$; $A_1 = 3{,}3$; $\alpha_1 = -0{,}047$; $\mu_1 = \mu(1+\alpha_1) = 0{,}0256(1-0{,}047) = 0{,}0244$ см$^{-1}$; $\alpha_2 = 0{,}126$; $\mu_2 = \mu(1+\alpha_2) = 0{,}0256(1+0{,}126) = 0{,}0288$ см$^{-1}$.

Пример 35. Определить толщину защиты из свинца и парафина от нейтронного Ra—Be-источника активностью $37 \cdot 10^{10}$ Бк на расстоянии 1 м. Работа производится в течение 6 ч; $\Sigma_{Pb} = 0{,}13$ см$^{-1}$, $\Sigma_{пар} = 0{,}16$ см$^{-1}$.

Решение. Определим плотность потока нейтронов через свинцовую защиту $x_{Pb} = 17$ см ($3{,}7 \cdot 10^{10}$ Бк $= 1{,}7 \cdot 10^{7}$ нейтр/с)

$$\varphi_{б.н} = \frac{1{,}7 \cdot 10^{7} \cdot 10 e^{-0{,}13 \cdot 17}}{4\pi \cdot 1 \cdot 10^{4}} =$$

$$= 148 \text{ нейтр./(см}^2 \cdot \text{с)}.$$

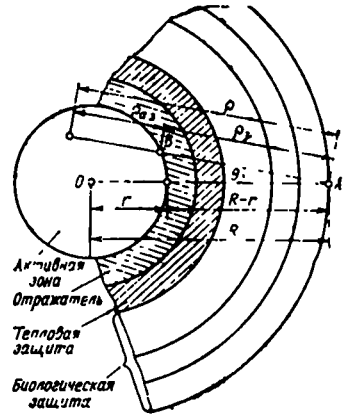


Рис. 13.14

Предельно допустимая плотность потока для быстрых нейтронов

$$\varphi_{б.н} = 120/t = 120/6 = 20 \text{ нейтр./(см}^2 \cdot \text{с)}.$$

Определяем толщину защиты из парафина:

$$20 = 148 \exp(-0{,}16 x_{пар}); \quad 0{,}16 x_{пар} = \ln 7{,}4 = 2{,}001;$$

$$x_{пар} = 2{,}001/0{,}16 = 12{,}5 \text{ см}.$$

Для приближенного расчета первичной защиты реактора его активная зона может быть представлена в виде сферы с равномерно распределенными источниками нейтронов. Тогда отражатель и защитные слои будут иметь форму сферических слоев. Плотность потока нейтронов за защитой реактора (или на поверхности защиты) в точке A можно определить с помощью следующего соотношения (рис. 13.14):

$$\varphi_A = 2\pi \cdot 2{,}5 \cdot 3{,}1 \cdot 10^{10} p \int_{\sqrt{1-\left(\frac{r}{R}\right)^2}}^{1} d(\cos\theta) \int_{R\cos\theta - \sqrt{(R\cos\theta)^2 - (R^2 - r^2)}}^{R\cos\theta + \sqrt{(R\cos\theta)^2 - (R^2 - r^2)}} \times$$

$$\times \exp\left\{-\left[\Sigma_{а.з}\rho_{а.з} + \sum_{i=1}^{n}(\Sigma_{a}\rho_{з})\right]\right\} d\rho =$$

$$= \frac{3{,}875 \cdot 10^{10} p}{E_{а.з}} \int_{\sqrt{1-\left(\frac{r}{R}\right)^2}}^{1} d\cos\theta \times$$

$$\times \exp\left\{\sum_{i=1}^{n}\left\{-\left[R\cos\theta - \sqrt{(R\cos\theta)^2 - (R^2 - r^2)}\right]\Sigma_{з}\right\}\right\} \times$$

$$\times \left[1 - \exp\left(-2\sqrt{(R\cos\theta)^2 - (R^2 - r^2)}\,\Sigma_{а.з}\right)\right], \qquad (13.40)$$

где $\Sigma_{а\,з}$ и $\Sigma_{з}$ — эффективные сечения ослабления плотности потока нейтронов в активной зоне и биологической защите; p — удельная

мощность реактора, Вт/см³; $\rho_{а.з}=\rho-\rho_з$ — расстояние между единичным излучающим объемом, выделенным в активной зоне, и поверхностью сферы, измеренное вдоль линии, соединяющей этот единичный объем и точку B; $\rho_з=R\cos 0-\sqrt{(R\cos\theta)^2-(R^2-r^2)}$ — расстояние в защите, измеренное вдоль линии, соединяющей единичный излучающий объем и точку B.

Выражение принимает простой вид, если плотность потока нейтронов определяется на больших расстояниях от активной зоны (на поверхности защиты или за защитой). При больших R (рис. 13.14) угол θ, под которым видна активная зона, мал, поэтому $\cos 0=1$. Тогда после интегрирования формула (13.40) примет вид:

$$\varphi_A=\frac{1{,}938\cdot 10^{10}p}{\Sigma_{а.з}}\left(\frac{r}{R}\right)^2\exp\left\{\sum_{n=1}^{n}-[\Sigma_з(R-r)]\right\}[1-\exp(-2\Sigma_{а.з}r)]. \qquad (13.41)$$

Пример 36. Реактор, предназначенный для научных целей, имеет активную зону цилиндрической формы (диаметр 191 см, высота 155 см), графитовый отражатель толщиной 0,5 м, свинцовую и бетонную защиту толщиной 9 см и 2,7 м соответственно. Замедлителем нейтронов является тяжелая вода, длина релаксации нейтронов деления в активной зоне 12 см.

Определить мощность реактора, если плотность потока быстрых нейтронов на поверхности защиты должна быть равна допустимому значению при 6-часовом рабочем дне ($\lambda_б=13$ см, $\lambda_{гр}=15{,}9$ см; $\sigma_{Pb}=3{,}6\cdot 10^{-24}$ см²).

Решение. Определяем объем активной зоны

$$V_{а.з}=\frac{\pi D^2}{4}h=0{,}785\,(191)^2\cdot 155=4{,}43\cdot 10^6\ \text{см}^3.$$

Эквивалентный радиус активной зоны равен

$$r_э=\sqrt[3]{\frac{3V_a}{4\pi}}=\sqrt[3]{\frac{3\cdot 4{,}43\cdot 10^6}{4\cdot 3{,}14}}\approx 103\ \text{см}.$$

Из формулы (13.41) определяем удельную мощность ядерного реактора

$$p=\frac{\varphi_A\Sigma_{а.з}}{1{,}938\cdot 10^{10}\left(\frac{r}{R}\right)^2\exp\left\{\sum_{i=1}^{n}[-\Sigma_з(R-r)]\right\}[1-\exp(-2\Sigma_{а.з}r)]}$$

$$\varphi_{ДПП_Л}=120/t=120/6=20\ \text{т. нейтр./(см}^2\cdot\text{с)};$$

$$\Sigma_{а.а}=\frac{1}{\lambda_{а.з}}=\frac{1}{12}=0{,}0833\ \text{см}^{-1};$$

$$\Sigma_б=\frac{1}{\lambda_б}=\frac{1}{13}=0{,}077\ \text{см}^{-1};\quad \Sigma_{гр}=\frac{1}{\lambda_{гр}}=\frac{1}{15{,}9}=0{,}063\ \text{см}^{-1};$$

$$\Sigma_{Pb}=\frac{L_0}{A_{Pb}}\rho_{Pb}\sigma_{Pb}=\frac{6{,}02\cdot 10^{23}}{207}\cdot 11{,}3\cdot 3{,}6\cdot 10^{-24}=0{,}118\ \text{см};$$

$$p = \frac{20 \cdot 0{,}0833}{1{,}938 \cdot 10^{10} \left(\frac{103}{432}\right)^2 e^{-0{,}063\ 50} e^{-0{,}118\ 9} e^{-0{,}077 \cdot 270} [1 - e^{-2 \cdot 0{,}0833 \cdot 103}]} =$$

$$= \frac{1{,}666}{1{,}938 \cdot 10^{10} \cdot 0{,}0565 \cdot 0{,}0427 \cdot 0{,}346 \cdot 9{,}3 \cdot 10^{-10} \cdot 1{,}0} = 11{,}0 \text{ Вт/см}^3.$$

Тогда мощность ядерного реактора будет равна

$$W = pV_{\text{а.з}} = 11{,}0 \cdot 4{,}43 \cdot 10^6 = 48{,}6 \cdot 10^6 \text{ Вт} = 48{,}6 \text{ МВт}.$$

При упрощенных расчетах активную зону реактора можно рассматривать как бесконечное полупространство с равномерно распределенными источниками тепловых нейтронов. Тогда

$$\varphi_A = \frac{3{,}1 \cdot 10^{10}\ 2{,}5}{2\Sigma_{\text{а.з}}} pE_2(x\Sigma x); \qquad (13.42)$$

$$E_2(x) = \exp(-x) - xE_1(x).$$

Пример 37. Определить толщину бетонной защиты реактора на тепловых нейтронах мощностью 5000 кВт На поверхности защиты плотность потока быстрых нейтронов должна соответствовать предельно допустимой при 6-часовом рабочем дне Активная зона имеет форму цилиндра (диаметр 7,9 м, высота 8 м). Толщина графитового отражателя 70 см, толщина тепловой защиты 16 см стали. Активную зону реактора можно рассматривать как бесконечное полупространство с равномерно распределенными источниками тепловых нейтронов ($\lambda_{\text{гр}} = 15{,}4$ см; $\lambda_{\text{Fe}} = 6{,}5$ см; $\Sigma_б = 0{,}063$ см$^{-1}$).

Решение Толщину бетонной защиты можно определить по формуле (13 42) Если принять, что $x_б = 200$ см, плотность потока должна быть не более 20 нейтр/(см^2·с):

$$\varphi_{\text{ДПП}_A} = \frac{3{,}1 \cdot 10^{10} \cdot 2{,}5}{2\Sigma_{\text{а.з}}} pE_2\left(\frac{x_{\text{гр}}}{\lambda_{\text{гр}}} + \frac{x_{\text{Fe}}}{\lambda_{\text{Fe}}} + \Sigma_б x_б\right) = 20.$$

Объем активной зоны равен $V_{\text{а.з}} = 0{,}785\ D^2h = 0{,}785\ 790^2\ 800 = 3{,}92 \cdot 10^8$ см^3. Удельная мощность реактора $p = \frac{5 \cdot 10^6}{3{,}92 \cdot 10^8} = 0{,}0218$ Вт/м^3.

$$\varphi_{\text{ДПП}_A} = \frac{3{,}1 \cdot 10^{10} \cdot 2{,}5}{2\frac{1}{15{,}4}} 1{,}28 \cdot 10^{-2} E_2\left(\frac{70}{15{,}4} + \frac{16}{6{,}5} + 0{,}063 \cdot 200\right) =$$

$$= 7{,}65 \cdot 10^9 E_2(4{,}55 + 2{,}46 + 12{,}6) = 7{,}65 \cdot 10^9 E_2(19{,}61) = 7{,}65 \cdot 10^9 \cdot 1{,}42 \cdot 10^{-10} =$$

$$= 1{,}09 \text{ цейтр./(см}^2 \cdot \text{с)}.$$

При $x_б = 160$ см

$$\varphi_A = 7{,}65 \cdot 10^9 E_2(17{,}1) = 7{,}65 \cdot 10^9 \cdot 1{,}95 \cdot 10^{-9} = 15 \text{ нейтр./(см}^2 \cdot \text{с)}.$$

Следовательно, при $x_б = 160$ см на поверхности защиты плотность потока быстрых нейтронов несколько меньше предельно допустимой

13.4. РАСЧЕТ ТОЛСТОСТЕННОЙ ЗАЩИТЫ ОТ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СЕЧЕНИЯ ВЫВЕДЕНИЯ

Точный расчет толстостенной защиты от быстрых нейтронов требует очень больших вычислений. Для упрощенного расчета многослойной защиты, состоящей из водородсодержащих и тяжелых веществ, была предложена теория выведения быстрых нейтронов. Эта теория позволяет производить расчет защиты в различных частных случаях (например, расчет защиты активной зоны реактора), основываясь на экспериментальных данных с однослойной защитой.

При прохождении пучка быстрых нейтронов в защите происходят процессы поглощения и рассеяния нейтронов.

Если защитная среда будет водородсодержащей, плотность потока быстрых нейтронов вследствие упругого рассеяния на ядрах водорода будет уменьшаться.

В комбинированной среде, состоящей из тяжелых и водородсодержащих веществ, быстрые нейтроны будут испытывать неупругое рассеяние на тяжелых ядрах с последующим эффективным замедлением (упругим рассеянием) на ядрах водорода, так как сечение упругого рассеяния водорода сильно возрастает с уменьшением энергии нейтрона.

В рассмотренных процессах чисто упругого или неупругого и упругого рассеяний нейтронов на ядрах среды происходит не только изменение направления движения нейтронов и увеличение пути их прохождения (прежде чем они выйдут за пределы защиты и, таким образом, возрастет вероятность их поглощения), но и больший сброс энергии при упругом рассеянии на ядрах водорода и при неупругом — на тяжелых ядрах.

При изотропном рассеянии нейтронов в среде полное эффективное сечение $\Sigma_{\text{полн}}$ ведет себя как истинное сечение поглощения $\Sigma_{\text{погл}}$ и его можно рассматривать как сечение выведения $\Sigma_{\text{выв}}$.

Однако упругое рассеяние нейтронов с энергией 5—10 МэВ на средних и тяжелых ядрах среды может быть и неизотропным, т. е. в этом случае нейтроны рассеиваются преимущественно в направлении своего первоначального движения. Такие нейтроны совместно с нерассеянными являются определяющими в толстослойной защите. Поэтому истинное сечение выведения $\Sigma_{\text{выв}}$ будет несколько меньше полного сечения $\Sigma_{\text{полн}}$ на величину, равную сечению рассеяния, соответствующую угловому распределению вперед, т. е.

$$\Sigma_{\text{выв}} = \Sigma_{\text{полн}} - \Sigma_{\text{расс}}\,\overline{\cos\theta}, \qquad (13.43)$$

где $\overline{\cos\theta}$ — средний косинус угла рассеяния, который для некоторых энергий определен экспериментально, а для неисследованных областей энергий — с помощью теоретических расчетов.

Экспериментально было найдено, что для нейтронов с энергией 8 МэВ $\Sigma_{\text{выв}} \approx (0{,}6 \div 0{,}7)\ \Sigma_{\text{полн}}$.

Сечение выведения определяют экспериментальным путем. Для

гетерогенных сред защита состоит из пластин, изготовленных из материала с большой плотностью, которые вводятся в водородсодержащую среду рядом с источником нейтронов. Для гомогенных сред защита выполняется из тех же веществ, но распределенных в водородсодержащем материале равномерно.

Закон ослабления нейтронов в гетерогенных средах с использованием сечения выведения (рис. 13.15) можно записать следующим образом:

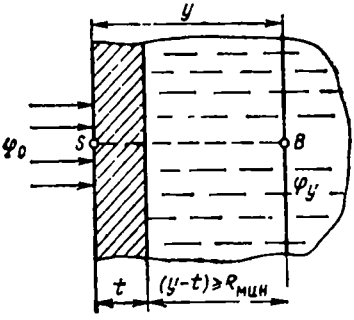


Рис 13 15

$$D(y, t) = D_n(y - t)\exp(-\Sigma_{выв} t), \qquad (13.44)$$

где $D(y, t)$ — доза нейтронного излучения в точке B на расстоянии y от источника S при наличии пластины из тяжелого материала толщиной t; $D_n(y, t)$ — доза нейтронного излучения в точке B в водородсодержащем материале толщиной $(y—t)$ в отсутствие пластины; $(y—t)$ — расстояние между пластиной и детектором; $\Sigma_{выв}$ — сечение выведения, $см^{-1}$; t — толщина пластины, см.

Расстояние $(y—t)$ заполнено водородсодержащим материалом. Оно должно быть не менее минимального расстояния $R_{мин}$, при котором еще не наблюдается влияния пластины на спектр. Величина $R_{мин}$ зависит от энергии нейтронов, материала защиты и эффективного порога детектирования.

Из выражения (13.44) определим $\Sigma_{выв}$:

$$\Sigma_{выв} = \frac{1}{t}\ln\frac{D_n(y-t)}{D(y, t)}, \qquad (13.45)$$

т. е. для определения $\Sigma_{выв}$ гетерогенной среды необходимо измерить дозу в чистой водородсодержащей среде и в водородсодержащей среде вместе с пластиной.

Сечение выведения для сред со сложным химическим составом равно

$$\Sigma_{выв} = \frac{\rho}{100}\sum_{i=1}^{n}(\Sigma_{выв_i} n_i), \qquad (13.46)$$

где ρ — плотность сложной среды; n — число различных элементов в среде; $\Sigma_{выв_i}$ и n_i — сечение выведения, $см^2/г$, и массовое содержание данного i-го элемента соответственно.

Сечение выведения для нейтронов спектра деления можно выразить следующим образом:

$$\Sigma_{выв} = 0{,}21\rho A^{-0{,}58} \quad \text{или} \quad \Sigma_{выв} = 0{,}085\rho A^{-\frac{1}{3}}, \qquad (13.47)$$

где ρ — плотность среды; A — атомная масса элемента.

Сечение выведения для m пластин из различного материала можно определить по формуле

$$\exp\left[-\sum_{i=1}^{m}(\Sigma_{\text{выв}_i} t_i)\right] = \frac{D\left(y, \sum_{i=1}^{m} t_i\right)}{D_n\left(y - \sum_{i=1}^{m} t_i\right)}. \qquad (13.48)$$

Эффективное сечение выведения нейтронов для сложного спектра определяется выражением

$$\exp\left(-\sum\nolimits_{\text{выв}}^{\text{эф}} t\right) = \frac{\int p(E)\, D_n(y-t,\ E) \exp\left(-\Sigma_{\text{выв}}(E)\, t\right)] dE}{\int p(E)\, D_n(y-t)\, dE}, \qquad (13.49)$$

где $p(E)$ — доля нейтронов с энергией от E до $E+dE$ для данного источника.

Закон ослабления нейтронов в гомогенных средах (смесь водорода с тяжелыми компонентами) при массовой концентрации водорода в смеси (0,5—1,0) можно записать в виде

$$D(y,\ A)_{\text{м}} = D_n(y) \exp\left(-\sum_{i=1}^{n} \sigma_{\text{выв}_i}\ \frac{L_0}{A_i} \rho_i y\right), \qquad (13.50)$$

где $D(y, A)_{\text{м}}$ — доза нейтронного излучения на расстоянии y от источника в гомогенной среде; $D_n(y)$ — доза нейтронного излучения на расстоянии y от источника в чистом водороде с эквивалентной объемной плотностью; $\sigma_{\text{выв}_i}$ — микроскопическое сечение выведения i-го компонента; A_i и ρ_i — атомная масса и средняя плотность i-го компонента соответственно; L_0 — число Авогадро.

Для чередующихся слоев металла и воды доза нейтронного излучения в произвольной точке среды определяется следующим выражением:

$$D(y,\ A)_{\text{м}} = D_n(y,\ \rho,\ \delta) \exp(-\Sigma_{\text{выв}} \delta_{\text{м}} \rho y / \rho_{\text{м}}), \qquad (13.51)$$

где $D(y, A)_{\text{м}}$ — доза нейтронного излучения после прохождения слоя воды толщиной y с металлическими экранами; $D_n(y, \rho, \delta)$ — доза нейтронного излучения на расстоянии y от источника без металлических экранов; ρ и $\rho_{\text{м}}$ — плотность защиты и металла соответственно; δ и $\delta_{\text{м}}$ — массовое содержание воды и металла в защите.

Мощность дозы быстрых нейтронов на поверхности защиты определяется выражением

$$\dot{D}_{\text{б.н}} = 9{,}6 \cdot 10^6 \frac{\omega F}{y \Sigma^{\text{эф}}_{\text{выв}} \bar{\gamma}_{\text{защ}}_{\text{выв}}}, \qquad (13.52)$$

где ω — плотность энерговыделения в активной зоне; y — общая толщина защиты, включая отражатель; F — геометрический фак-

тор, учитывающий форму активной зоны [$F=1$ — для плоских поверхностей активной зоны, $F=\frac{a}{y+a}$ и $F=\left(\frac{a}{y-a}\right)^{1/3}$ — для сферической и цилиндрической форм активной зоны радиусом a]; $\sum_{\text{выв}}^{\text{а.з}}$ и $\sum_{\text{выв}}^{\text{защ}}$ — сечение выведения для активной зоны и защиты соответственно; $\sum_{\text{выв}}^{\text{защ}}=\frac{1}{y}\sum_{i=1}^{m}\times$ $\times(\Sigma_{\text{выв}_i}, y_i)$, где $\sum_{\text{выв}_i}$ и y_i — сечение выведения и толщина защиты i-го слоя.

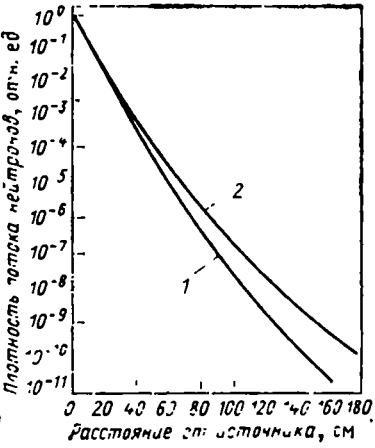


Рис. 13.16

Для нейтронов деления длина релаксации для простых и сложных сред, не содержащих водорода, совпадает с длиной релаксации, рассчитанной на основании сечения выведения нейтронов.

Если известна плотность потока, падающего на защиту толщиной t, от плоского моноиаправленного источника нейтронов φ_0, то плотность потока нейтронов φ_y в точке B на расстоянии y от источника нейтронов будет равна (рис. 13.15)

$$\varphi_y=\varphi_0\exp\left[-\Sigma_{H_2O}(y-t)\right]\exp\left(-\Sigma_{\text{выв}}t\right). \qquad (13.53а)$$

Для гомогенных сред можно написать аналогичное выражение

$$\varphi_y=\varphi_0\exp\left[-(\sigma_{H_2O}n_{H_2O}+\sigma_{\text{выв}}n)\,y\right], \qquad (13.53б)$$

где n_{H_2O} и n — количество атомов воды и тяжелого компонента в 1 см^3 смеси; σ_{H_2O} и $\sigma_{\text{выв}}$ — микроскопическое сечение воды и микроскопическое сечение выведения тяжелого компонента.

Пример 38. Определить кратность ослабления плотности потока быстрых нейтронов от плоского моноиаправленного источника на расстоянии от источника $y=200$ см, если в водную среду опущены железные пластины с суммарной толщиной $t=50$ см (рис. 13.15).

Решение. Определяем кратность ослабления по формуле (13.53а)

$$k=\varphi_0/\varphi_y=\exp\left[\Sigma_{H_2O}(y-t)\right]\exp\left(\Sigma_{\text{выв}}^{Fe}t\right)=k_{H_2O}k_{Fe}.$$

Кратность ослабления воды определяем по экспериментальной кривой *1* на рис. 13.16, построенной в результате измерения нейтронных пучков на макете железоводной защиты. Кривая *2* вычислена теоретически для 14 железных пластин при $\sigma_{\text{выв}}^{Fe}=2\cdot10^{-21}$ см^2. При толщине слоя воды $y-t=150$ см кратность ослабления $k_{H_2O}=10^3$. Определяем $\Sigma_{\text{выв}}^{Fe}$:

$$\Sigma_{\text{выв}}^{Fe}=\sigma_{\text{выв}}^{Fe}n=\sigma_{\text{выв}}^{Fe}\frac{L_0}{A}\rho=2\cdot10^{-24}\frac{6{,}02\cdot10^{23}}{55{,}8}7{,}85=0{,}17\ \text{см}^{-1}.$$

Определяем кратность ослабления для железа $k_{Fe} = e^{\Sigma^{Fe}_{выв} t} = e^{0,17 \cdot 50} = 5 \cdot 10^3$.

Тогда общая кратность ослабления будет равна

$$k = k_{H_2O} k_{Fe} = 10^9 \cdot 5 \cdot 10^8 = 5 \cdot 10^{18}.$$

Пример 39. Определить кратность ослабления плотности потока быстрых нейтронов деления от точечного изотропного источника защитой, состоящей из 18 см свинца и 110 см воды. При расчете необходимо учесть расстояние от источника ($\lambda_{H_2O} = 10$ см).

Решение. Определяем кратность ослабления быстрых нейтронов слоем свинца толщиной 18 см и воды толщиной 110 см с учетом расстояния от точки наблюдения до источника 128 см $\sigma^{Pb}_{выв} = 3,53 \cdot 10^{-24}$ см^2

$$k = k_{Pb} k_{H_2O} k_{4\pi R^2} = \exp(0,116 \cdot 18) \exp(110/10) \cdot 4\pi R^2 = \exp(2,09) \exp(11) \cdot 4\pi \cdot 128^2 =$$

$$= 8,17 \cdot 2,203 \cdot 10^4 \cdot 2,72 \cdot 4\pi \cdot 1,64 \cdot 10^4 = 1,0 \cdot 10^{11};$$

$$\Sigma^{Pb}_{выв} = \sigma^{Pb}_{выв} n = \frac{11,3}{207} 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 3,53 \cdot 10^{-24} = 0,116 \text{ см}^{-1}.$$

Пример 40. Для защиты от источника нейтронов спектра деления установлены экраны, состоящие из металлического вольфрамового порошка (толщиной 20 см, $\rho_w = 3,02$ г/см^2), находящегося в стальном сосуде с суммарной толщиной стенок 5 мм, стального бака с водой с толщиной стенок 10 мм. Определить кратность ослабления быстрых нейтронов защитой, если детектор находится в баке с водой на расстоянии 100 см от его передней стенки. Излучение от источника направлено перпендикулярно к экранам защиты.

Ослабление в воде происходит по закону экспоненты ($\lambda_{H_2O} = 10$ см; $\sigma^{W}_{выв} = 3,36 \cdot 10^{-24}$ см^2).

Решение

$$k = \exp\left(\Sigma^{W}_{выв} x_W\right) \exp\left(\Sigma^{Fe}_{выв} x_{Fe}\right) \exp\left(x_{H_2O}/\lambda_{H_2O}\right)$$

$$\left(\Sigma^{W}_{выв} = 3,36 \cdot 10^{-24} \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{183,9} 3,02 = 0,0333 \text{ см}^{-1}; \quad \Sigma^{Fe}_{выв} = 0,17 \text{ см}^{-1}\right);$$

$$k = \exp(-0,0333 \cdot 20) \exp(0,17 \cdot 1,5) \exp(100/10) \approx 6,5 \cdot 10^4.$$

Пример 41. Плоскопараллельный пучок быстрых нейтронов деления 10^{13} б. нейтр./(см^2·с) направлен на защиту из 25 см стали и 180 см воды. Определить плотность потока нейтронов за защитой ($\lambda_{H_2O} = 10$ см; $\sigma^{Fe}_{выв} = 10^{-24}$ см^2).

Решение. Определяем плотность потока нейтронов за защитой

$$q_x = 10^{13} \exp\left(-\frac{180}{10}\right) \exp(-0,168 \cdot 25) = 10^{13} \exp(-18) \exp(-4,2) =$$

$$= 10^{13} \cdot 4,54 \cdot 10^{-8} \cdot 3,35 \cdot 10^{-4} \cdot 1,5 \cdot 10^{-2} = 2,29 \cdot 10^{-3} \text{ нейтр./(см}^2 \cdot \text{с)}$$

$$\left(\Sigma^{Fe}_{выв} = \sigma^{Fe}_{выв} n = \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{55,8} 7,8 \cdot 2 \cdot 10^{-24} = 0,168 \text{ см}^{-1}\right).$$

13.5. АКТИВАЦИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

В конструкционных материалах под действием интенсивного потока нейтронов возникает высокая наведенная активность. Поэтому отдельные узлы реактора, арматура и т. п., подвергающиеся прямому облучению нейтронами, а также материалы, извлеченные из реактора, должны быть окружены защитой, чтобы обезопасить работу обслуживающего персонала.

Наведенная активность $\mathcal{A}_{\text{нав}}$ определяется в зависимости от плотности потока нейтронов φ, времени облучения t, периода полураспада $T_{1/2}$ данного радионуклида, эффективного сечения активации $\sigma_{\text{акт}}$ элемента и количества атомов n, находящихся в 1 г поглощающего вещества.

При облучении материала нейтронами в течение времени t, которое во много раз больше периода полураспада $T_{1/2}$ данного радионуклида, наведенная активность достигает максимального значения.

Такая наведенная активность называется насыщенной наведенной активностью $\mathcal{A}_{\text{нас}}$, расп./(г·с), и определяется как

$$\mathcal{A}_{\text{нас}} = \varphi \sigma_{\text{акт}} n. \qquad (13.54а)$$

При коротком времени облучения наведенная активность $\mathcal{A}_{\text{нав}}$, Бк, будет меньше активности насыщения ($\mathcal{A}_{\text{нав}} < \mathcal{A}_{\text{нас}}$), т. е.

$$\mathcal{A}_{\text{нав}} = \mathcal{A}_{\text{нас}} [1 - \exp(-\lambda t)] = p \frac{\varphi \sigma_{\text{акт}} L_0 M}{A} [1 - \exp(-0{,}693 t/T_{1/2})], \qquad (13.54б)$$

где p — содержание радионуклида в элементе на 1 г; L_0 — число Авогадро; M — масса радионуклида, г; A — атомная масса облучаемого радионуклида.

После прекращения облучения нейтронами наведенная активность материала уменьшается со временем по закону экспоненты

$$\mathcal{A}_{t\,\text{нав}} = \mathcal{A}_{\text{нас}} \exp(-0{,}693 t/T_{1/2}). \qquad (13.54в)$$

Пример 42. Радионуклид ^{31}P массой 7 г облучается потоком теплоных нейтронов плотностью 10^{13} т. нейтр./(см^2·с) в течение 60 сут. Определить наведенную активность ^{32}P, пренебрегая поглощением нейтронов в источнике и выгоранием атомов фосфора ($T_{1/2} = 14{,}3$ сут; $\sigma_{\text{акт}} = 0{,}19 \cdot 10^{-24}$ см^2; $p = 1$).

Решение. По формуле (13.54б) определяем наведенную активность

$$\mathcal{A}_{\text{нас}} = p \frac{\sigma_{\text{акт}} \varphi L_0 M}{A} [1 - \exp(-0{,}693 t/T_{1/2})];$$

$$\mathcal{A}_{\text{нав}} = \frac{1 \cdot 0{,}19 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{13} \cdot 6{,}02 \cdot 10^{23} \cdot 7}{32} [1 - \exp(-0{,}693 \cdot 60/14{,}3)] =$$

$$= 23{,}6 \cdot 10^{10} \text{ Бк}.$$

13.6. ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР И ЯДЕРНОЕ ТОПЛИВО — ИСТОЧНИКИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Ядерный реактор АЭС представляет собой такое устройство, в котором осуществляется управляемая цепная реакция деления ядер и кинетическая энергия продуктов деления преобразуется в тепло, передаваемое охлаждающей среде для последующего использования.

В зависимости от того, на каких нейтронах идут реакции, ядерные реакторы подразделяют на реакторы на медленных и быстрых нейтронах.

Ядерные реакторы подразделяют также по типу замедлителя и теплоносителя. Важнейшие замедлители — графит, бериллий, обычная или тяжелая вода. Среди теплоносителей следует отметить воду, газ (воздух, углекислый газ, гелий и др.) или жидкие металлы (натрий, калий, литий и др).

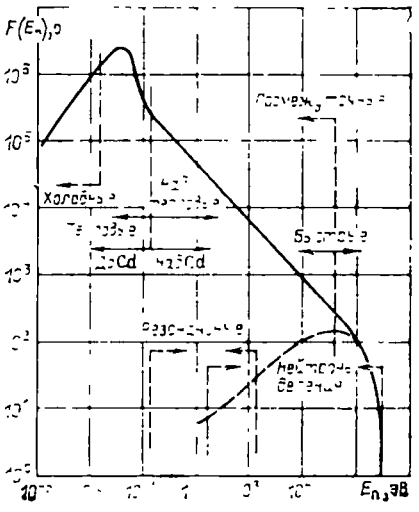
Наибольшее распространение получили реакторы на тепловых нейтронах. Основными частями такого реактора являются активная зона, состоящая из твэлов и замедлителя; устройства, регулирующие мощность реактора; отражатель нейтронов, вылетающих из активной зоны; система трубопроводов для отвода тепла от активной зоны реактора; биологическая защита от нейтронного и γ-излучения реактора.

Конструкция реактора на тепловых нейтронах может быть корпусной и канальной. В корпусных реакторах активная зона размещается в металлическом или из предварительно-напряженного бетона корпусе, рассчитанном на рабочее давление теплоносителя. Корпусные реакторы компактны и просты в эксплуатации. Но с увеличением мощности блока возрастают трудности при изготовлении корпуса реактора, трубопроводов для охлаждения активной зоны.

Канальные реакторы лишены этих недостатков, так как у них отсутствует корпус. Теплоноситель в канальных реакторах протекает через трубы, внутри которых находятся твэлы, а между трубами располагается замедлитель. При увеличении числа каналов можно повышать мощность реактора. Однако значительная разветвленность технологического контура усложняет эксплуатацию установки.

В настоящее время в СССР получили широкое распространение водо-водяные энергетические реакторы корпусного типа (ВВЭР). Вода в них служит одновременно теплоносителем и замедлителем. К корпусным реакторам относятся также реакторы на быстрых нейтронах (БН).

Кроме ВВЭР, распространение получили канальные реакторы большой мощности (РБМК), замедлителем в которых является графит, а теплоносителем — кипящая пароводяная смесь. В графитовом замедлителе устанавливаются технологические каналы из циркония, в которых монтируется тепловыделяющая сборка с твэлами из UO_2 в оболочке из циркониевого сплава. К числу ка-



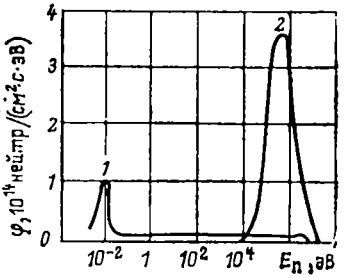


Рис. 13.18

← Рис 13 17

нальных реакторов относятся реакторы АТЭЦ (Билибинская АТЭЦ).

Активная зона реактора является мощным источником нейтронного и γ-излучения.

При делении ядра ^{235}U образуются два осколка, обладающие энергией 162 МэВ, и нейтроны деления, которые разделяются на мгновенные (около 2,5 нейтр./деление) и запаздывающие (около $5 \cdot 10^{-3}$ нейтр./деление). Доля мгновенных нейтронов, выделяющихся почти одновременно с осколками деления (примерно через 10^{-12} с после деления), превышает 99 % всех нейтронов деления. Запаздывающие нейтроны, составляющие менее 1 % общего числа нейтронов деления, испускаются сильно возбужденными ядрами осколков деления через одну и несколько минут.

Энергетический спектр нейтронов деления (рис. 13.17) можно описать одной из эмпирических формул

$$N(E_n) = 0{,}484 \operatorname{Sh} \sqrt{2E_n} \exp(-E_n), \qquad (13.55)$$

где $N(E_n)$ — число нейтронов в интервале энергий от E_n до $E_n + dE_n$; E_n — энергия нейтронов, МэВ.

Максимум спектра мгновенных нейтронов деления находится около 0,8 МэВ, а средняя энергия примерно равна 2 МэВ. Следовательно, средняя суммарная энергия мгновенных нейтронов будет равна $2 \cdot 2{,}5 = 5$ МэВ. Число нейтронов деления убывает с ростом их энергии приблизительно по экспоненте до 15—18 МэВ.

При взаимодействии нейтронов деления с различными ядрами элементов, находящихся в активной зоне, их спектр изменяется (рис. 13.17). В области быстрых нейтронов спектр почти не отличается от общего спектра нейтронов деления, в промежуточной области энергий спектр преобразуется в спектр замедляющихся нейтронов.

Для отделения тепловых нейтронов от надтепловых их пропускают через кадмий, который поглощает нейтроны с энергией менее 0,5 эВ. Нейтроны, прошедшие через кадмий, иногда называют надкадмиевыми. Надтепловые, или надкадмиевые, нейтроны не находятся в тепловом равновесии со средой, через которую они диффундируют, и, следовательно, не подчиняются максвелловскому распределению. При прохождении надтепловых нейтронов через поглощающие и рассеивающие среды эффективное сечение взаимодействия подчиняется в основном закону $1/v$ (обратно пропорционально скорости нейтронов). При определенных значениях энергий нейтронов возникают реакции радиационного захвата — реакции (n, γ).

Тепловые нейтроны, находящиеся в термодинамическом равновесии с рассеивающими атомами окружающей среды, диффундируют через относительно слабо поглощающие среды так, что распределение их скоростей стремится к максвелловскому распределению. Поэтому их называют тепловыми.

Спектр нейтронов в реакторах на тепловых нейтронах существенно отличается от спектра нейтронов в реакторах на быстрых нейтронах. В активной зоне реакторов на быстрых нейтронах тепловые нейтроны практически отсутствуют, и спектры нейтронов близки к спектру деления. На рис. 13.18 показаны спектры нейтронов в центре активной зоны реакторов на тепловых (кривая *1*) и быстрых (кривая *2*) нейтронах.

Кроме нейтронов деления, в активной зоне могут образовываться как нейтроны активации, так и фотонейтроны.

При работающем ядерном реакторе основными источниками γ-излучения являются мгновенное γ-излучение, возникающее при делении ядра ^{235}U; γ-излучение продуктов деления, испускаемое в течение 10 мин после деления, и γ-излучение долгоживущих продуктов деления, выделяющееся за время, большее 10 мин, после деления; захватное γ-излучение в результате (n, γ)-реакции, возникающее при захвате тепловых и надтепловых нейтронов ядрами топлива, теплоносителя, замедлителя и конструкционных материалов реактора. Второстепенное значение при работающем ядерном реакторе имеют γ-излучение при неупругом рассеянии нейтронов $(n, n\gamma)$-реакции; тормозное γ-излучение, возникающее при поглощении β-излучения продуктов деления материалами активной зоны; γ-излучение продуктов активации (поглощение нейтронов стабильными ядрами материалов активной зоны и теплоносителем); γ-излучение, сопровождающее (n, p)-, (n, α)-реакции [например, $^{16}O(n, p)^{16}N$, $^{10}B(n, \alpha)^{7}Li$ и др.]; γ-излучение при аннигиляции позитронов.

Мгновенное γ-излучение имеет суммарную энергию на одно деление около 5 МэВ.

Энергетическое распределение мгновенного γ-излучения можно представить уравнением

$$N(E_n) = 8{,}0 \exp(-1{,}1E_\gamma). \qquad (13.56)$$

γ-Излучение короткоживущих продуктов деления, образующихся на одно деление, имеет такое же распределение

$$N(E_n) = 6{,}0 \exp(-1{,}1E_\gamma). \qquad (13.57)$$

Тогда суммарное энергетическое распределение этих источников γ-излучения выразится формулой

$$N_\gamma(E_n) = 14 \exp(-1{,}1E_\gamma). \qquad (13.58)$$

Энергия продуктов деления по γ-излучению составляет до 6 МэВ на распад, а по β-излучению около 5 МэВ.

Захватное γ-излучение, возникающее в результате захвата нейтрона ядром, имеет энергию до 10 МэВ, которая зависит от энергии связи нейтрона с ядром.

Суммарная энергия частиц и γ-излучений, МэВ, выделившаяся в активной зоне ядерного реактора, при делении одного ядра ^{235}U составляет:

Осколки деления	162
Мгновенные нейтроны	5
Мгновенное γ-излучение деления	5
γ-Излучение продуктов деления	6
β-Частицы продуктов деления	5
Захватное γ-излучение	10
Всего . . .	193

Полученное значение энергии округляют до 200 МэВ.

При остановленном ядерном реакторе основными источниками γ-излучения являются γ-излучение долгоживущих продуктов деления и активационное γ-излучение. Вклад других γ-источников в суммарную плотность потока γ-излучения незначителен.

Итак, можно сделать вывод, что для защиты активной зоны реактора следует учитывать мгновенное нейтронное, а также мгновенное γ-излучение продуктов деления и захватное γ-излучение, так как они дают наибольший вклад в излучение при работе и после остановки реактора. Рассчитанная таким образом защита окажется достаточной от γ-излучений активированных материалов и теплоносителя.

Кроме основного источника излучения — активной зоны реактора, существенное значение имеет γ-излучение теплоносителя и наведенная активность некоторых элементов, входящих в состав конструкционных материалов и теплоносителя.

Наведенную активность теплоносителя можно разделить на собственную активность и активность примесей. Собственная активность зависит от свойств ядер теплоносителя. Так, если в качестве теплоносителя в реакторе применяют воду, протекают следующие реакции: $^{16}O(n, p)^{16}N$; $^{17}O(n, p)^{17}N$; $^{18}O(n, \gamma)^{19}O$; $^{2}H(n, \gamma)^{3}H$.

Реакция $^{16}O(n, p)^{16}N$ протекает на быстрых нейтронах с энер-

гией более 10 МэВ с образованием радионуклида ^{16}N ($T_{1/2}=7{,}4$ с), испускающего γ-излучение с энергией 6,13; 7,1 и 2,75 МэВ.

Реакция $^{17}O(n, p)^{17}N$ происходит также на быстрых нейтронах с энергией более 9 МэВ с образованием ^{17}N ($T_{1/2}=4{,}1$ с), испускающего β-частицы с энергией 3,7 МэВ и нейтроны с энергией 1 МэВ. Естественное содержание в природе ^{16}O и ^{17}O соответственно равно 99,8 и 0,039 %.

Реакции $^{18}O(n, \gamma)^{19}O$ и $^{2}H(n, \gamma)^{3}H$ при расчете защиты системы охлаждения реактора не учитывают из-за малого эффективного сечения.

Если теплоносителем служит натрий, возможна реакция $^{23}Na(n, \gamma)^{24}Na$ на тепловых нейтронах с сечением $0{,}48 \cdot 10^{-24}$ см^2. ^{24}Na ($T_{1/2}=15$ ч) испускает γ-излучение с энергиями 2,76 и 1,38 МэВ.

В газах (N) или смесях газов (N+He), используемых для охлаждения кладки реактора, в виде примеси может присутствовать аргон ^{40}Ar, который активируется по реакции $^{40}Ar(n, \gamma)^{41}Ar$ ($T_{1/2}=1{,}83$ ч).

Активность примесей в теплоносителе служит дополнительным источником γ-излучения к собственной активности. К примесям теплоносителя относятся минеральные соли (особенно соли Na), растворенные газы (Ar и др.), продукты коррозии (окислы Fe Co, Ni, Cr и др.), продукты, попадающие в теплоноситель при смыве отложений с поверхности трубопроводов, радиоактивные продукты деления (Kr, Xe, I и др.), поступившие в теплоноситель из твэлов. Осевшие продукты коррозии, эрозии и деления в виде пленки на поверхностях оборудования являются источниками γ-излучения.

Активность теплоносителя и отложений на оборудовании зависит от типа теплоносителя, материалов контура и активной зоны, надежности твэлов, свойств радионуклидов к осаждению на поверхностях и поступлению их в теплоноситель и т. п.

Наведенная активность конструкционных материалов зависит от плотности нейтронного потока, эффективного сечения поглощающей среды, периода полураспада, энергии и числа фотонов, испускаемых радионуклидами. Наибольшую наведенную активность по γ-излучению имеют радионуклиды ^{51}Cr, ^{51}V, ^{56}Mn, ^{59}Fe, ^{60}Co.

В водоохлаждаемых ядерных реакторах оборудование технологического контура изготовляется из коррозийно-стойких сталей.

В состав продуктов коррозии входят следующие основные радионуклиды: ^{59}Fe, ^{51}Cr, ^{56}Mn, ^{54}Mn, ^{60}Co, ^{95}Zr, образующиеся по реакциям:

$$^{58}Fe(n, \gamma)^{59}Fe\ (T_{1/2} = 45{,}1 \text{ сут},\ E_{\gamma_1} = 1{,}1 \text{ МэВ},\ E_{\gamma_2} = 1{,}29 \text{ МэВ}).$$

Равновесное содержание радионуклида ^{59}Fe в отложениях и теплоносителе (в виде Fe_2O_3 и Fe_3O_4) наступает примерно через полгода работы АЭС с РБМК. Мощность дозы γ-излучения со вре-

мением достигает максимального значения и в дальнейшем не изменяется;

$$^{50}Cr(n, \gamma)^{51}Cr \ (T_{1/2} = 27{,}7 \text{ сут}, \ E_\gamma = 0{,}32 \text{ МэВ}).$$

Равновесное содержание ^{51}Cr в отложениях и теплоносителе достигается через 2—3 мес работы АЭС. Мощность дозы γ-излучения в начале эксплуатации АЭС является определяющей, а затем уменьшается;

$$^{5}Mn(n, \gamma)^{56}Mn \ (T_{1/2} = 2{,}58 \text{ года}, \ F_{\gamma_1} = 0{,}846 \text{ МэВ}, \ E_{\gamma_2} = 1{,}81 \text{ МэВ}, \ E_{\gamma_3} = 2{,}11 \text{ МэВ}).$$

Равновесное содержание радионуклида ^{56}Mn в отложениях и теплоносителе наступает в течение 1 мес работы реактора. Через несколько часов после его остановки ^{56}Mn не обнаруживается в теплоносителе и в отложениях;

$$^{54}Fe(n, p)^{54}Mn \ (T_{1/2} = 312{,}3 \text{ сут}, \ E_\gamma = 0{,}835 \text{ МэВ}).$$

Равновесное содержание радионуклида ^{54}Mn в отложениях и теплоносителе устанавливается через год работы реактора, вклад его γ-излучения в мощность дозы незначителен;

$$^{59}Co(n, \gamma)^{60}Co; \quad ^{60}Ni(n, p)^{60}Co$$

$$(T_{1/2} = 5{,}3 \text{ года}, \ E_{\gamma_1} = 1{,}17 \text{ МэВ}, \ E_{\gamma_2} = 1{,}33 \text{ МэВ});$$

$$^{58}Ni(n, p)^{58}Co \quad (T_{1/2} = 70{,}8 \text{ сут}, \ E_{\gamma_1} = 0{,}511 \text{ МэВ}, \ E_{\gamma_2} = 0{,}81 \text{ МэВ}).$$

Равновесное содержание ^{60}Co в теплоносителе и отложениях увеличивается за все время работы АЭС, а ^{58}Co устанавливается через 0,5 года. Вклад γ-излучения ^{60}Co в суммарную мощность дозы через 2—3 года эксплуатации АЭС становится определяющим по сравнению с γ-излучением других радионуклидов, а вклад γ-излучения ^{58}Co велик в начальный период эксплуатации реактора;

$$^{94}Zr(n, \gamma)^{95}Zr \ (T_{1/2} = 64 \text{ сут}, \ E_{\gamma_1} = 0{,}72 \text{ МэВ}, \ E_{\gamma_2} = 0{,}75 \text{ МэВ}).$$

Равновесное содержание радионуклида ^{95}Zr в теплоносителе и отложениях наступает примерно через год работы реактора. Вклад γ-излучения ^{95}Zr не превышает 1—2 %. Цирконий — один из основных конструкционных материалов активной зоны реактора.

Зная содержание радионуклидов коррозионного и эрозионного происхождения в теплоносителе и отложениях, можно судить в целом о радиационной обстановке АЭС и правильно выбирать материалы оборудования технологического контура.

Источником возникновения радионуклидов продуктов деления в теплоносителе ядерного реактора является его активная зона. Кроме того, в теплоноситель могут поступать продукты деления из-под оболочек твэлов, если нарушена их герметизация, и с поверхностей оболочек твэлов, загрязненных топливом при изготовлении. Последняя составляющая загрязнений теплоносителей по

сравнению с первой незначительна и не приводит к увеличению его активности.

Разуплотнение оболочек твэлов при эксплуатации АЭС происходит в основном из-за коррозийно-усталостных процессов.

Разгерметизация твэлов характеризуется появлением в оболочке закрытых и открытых макро- и микротрещин, разрывов, которые со временем увеличиваются, что может привести к прямому контакту теплоносителя с топливом.

В процессе работы герметичного твэла газообразные и летучие продукты деления накапливаются в свободных объемах (в порах спеченной двуокиси урана, под оболочкой твэла). При разгерметизации твэлов в теплоноситель поступают продукты деления. Из большого числа продуктов деления наибольшее значение имеют Xe, Kr, I, Sr, Y.

Второй контур и различные вспомогательные технологические контуры могут быть источниками излучения, если происходит перетечка в них теплоносителя из основного технологического контура (например, при разгерметизации теплообменных труб первого и второго контуров в парогенераторе).

13.7. ВЫБОР ЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Для защиты от ионизирующего излучения необходимо выбирать материал с учетом защитных и механических свойств, а также его стоимости, массы и объема

Помимо защитных свойств, материалы должны быть конструкционно-прочными; иметь высокую радиационную и термическую стойкость, огнестойкость, жаростойкость, химическую инертность; не выделять ядовитых и взрывоопасных с резким запахом газов под действием нагрева и облучения; сохранять стабильные размеры, необходимо также учитывать простоту монтажа, возможность механической обработки, стоимость и доступность материалов.

Защитные свойства материалов от нейтронного излучения определяются их замедляющей и поглощающей способностью, степенью активации.

Быстрые нейтроны наиболее эффективно замедляются веществами с малым атомным номером, такими как водородсодержащие вещества (вода, тяжелая вода, пластмассы, полиэтилен, парафин и др.), графит и др.

Для эффективного поглощения тепловых нейтронов применяют материалы с большим сечением поглощения соединения с бором (борная сталь, бораль, борный графит, карбид бора), кадмий, бетон (на лимонитовых и других рудах) и др.

γ-Излучение наиболее эффективно ослабляется материалами с высокой плотностью (свинец, сталь, бетон на магнетитовых и других рудах, свинцовое стекло и т. п.).

Рассмотрим некоторые материалы, получившие широкое применение для защиты от нейтронного излучения.

Вода используется не только как замедлитель нейтронов, но и как защитный материал от нейтронного излучения вследствие высокой плотности атомов водорода. После многих столкновений с атомами водорода быстрый нейтрон замедляется до тепловой энергии, а затем поглощается средой. При поглощении тепловых нейтронов ядрами водорода [$H(n, \gamma)D$] возникает захватное γ-излучение с энергией $E_\gamma = 2{,}23$ МэВ. Захватное γ-излучение можно значительно снизить, если применить борированную воду. В этом случае тепловые нейтроны поглощаются бором [$B(n, \alpha)Li$]), а захватное излучение имеет энергию $E_\gamma = 0{,}5$ МэВ.

Конструктивно водяную защиту выполняют в виде заполненных водой секционных баков из стали или других материалов.

Полиэтилен ($\rho = 0{,}93$ г/см^3, $n_н = 7{,}92 \cdot 10^{22}$ ядер/см^3) — термопластичный полимер (C_nH_{2n}), является лучшим замедлителем, чем вода. Полиэтилен можно применять на таких участках защиты, где температура его размягчения составляет около 368 К. Полиэтилен применяют в виде листов, лент, прутков и т. п. При использовании полиэтилена необходимо учитывать его высокий коэффициент линейного расширения (в 13 раз больше, чем у железа). С повышением температуры полиэтилен размягчается, а затем загорается, образуя двуокись углерода и воду. Защитные свойства от γ-излучения примерно такие же, как и у воды.

Для уменьшения захватного γ-излучения в полиэтилен добавляют борсодержащие вещества.

Из других водородсодержащих веществ используют различные пластмассы (полистирол, полипропилен) и гидриды металлов.

Графит находит широкое применение в реакторах на тепловых нейтронах в качестве замедлителя и отражателя. Он обладает достаточной прочностью, легко поддается механической обработке, используется в защите в виде блоков. Однако стойкость графита к окислению низка, в результате чего он становится хрупким. Кроме того, при облучении нейтронами кристаллическая решетка графита повреждается, что отражается на его физических свойствах. Для повышения стойкости графита к окислению до температуры 800—1250 К производится покрытие его поверхности пленкой из фосфатного стекла. При температуре свыше 400 К графит используют в инертной среде.

Карбид бора хрупок, обладает высокой термостойкостью. Рабочая температура на воздухе до 800 К, в инертной среде до 1800 К. При поглощении тепловых нейтронов в результате ядерной реакции $^{10}B(n, \alpha)^7Li$ образуются гелий и литий. Скопление гелия в порах при высокой температуре может привести к увеличению давления в газовой полости, вследствие чего возникают трещины в материале. Присутствие лития в борсодержащем материале снижает его коррозийные свойства.

Содержание бора в легированной стали не должно превышать 3 %, при более высоком его содержании сталь становится хрупкой и плохо обрабатывается. При использовании бора изготовляют дисперсионные материалы, например бораль, борный графит и др.

Бораль изготовляют из листов алюминия, между которыми засыпают порошкообразную смесь карбида бора с алюминием. Затем всю массу прокатывают в горячем состоянии. Лист бораля толщиной 0,44 см с массовым содержанием B_4C до 30 % снижает плотность потока тепловых нейтронов в 1000 раз. Бораль обладает удовлетворительной теплопроводностью, его плотность сохраняется до температуры 1100 К. Бораль хорошо обрабатывается, легко сваривается в атмосфере гелия.

По стоимости **борный графит** гораздо дешевле бораля. Как и бораль, он обладает хорошими поглощающими свойствами и малой остаточной активностью. Лист из борного графита толщиной 2,5 см (с массовым содержанием бора до 4 %) ослабляет плотность потока тепловых нейтронов в 400 раз.

Борный графит приготовляют из смеси графита и какого-либо соединения бора (B_4C, B_2O_3 и др.).

Железо используется в защите в виде изделий из стали и чугуна (проката, поковки, дроби). Сталь (углеродистая и с легирующими элементами) является основным конструкционным материалом для изготовления узлов реакторных установок (корпус реактора, тепловая и радиационная защита, трубопроводы, различные механизмы, арматура для защиты из других материалов и т. п.). Она относится к материалам, в которых хорошо сочетаются конструкционные и защитные свойства. Масса защиты из стали от γ-излучения на 30 % больше массы эквивалентной свинцовой защиты, однако повышенный расход материала компенсируется лучшими конструкционными характеристиками стали. В качестве защиты от нейтронного излучения сталь более эффективна, чем свинец. Однако при использовании стали в качестве конструкционного материала для реактора необходимо учитывать и ее недостатки. Под действием тепловых нейтронов железо, являющееся основной составляющей частью стали, активируется с образованием радионуклида ^{59}Fe ($T_{1/2}=45{,}1$ сут), излучающего фотоны ($E_{\gamma_1}=1{,}1$ МэВ; $E_{\gamma_2}=1{,}29$ МэВ). Кроме того, при захвате нейтронов атомами железа возникает захватное γ-излучение ($E_\gamma=7{,}7$ МэВ). Иногда при несовершенной конструкции реакторной установки захватное γ-излучение, возникающее в железных конструкциях тепловой защиты, является определяющим при выборе защиты от излучения. К недостаткам железа как защитного материала относится плохое ослабление нейтронов промежуточных энергий.

При защите следует обращать внимание на содержание в стали марганца, тантала и кобальта, так как наведенная γ-активность определяется в основном содержанием этих элементов стали. Сталь, подвергающаяся облучению нейтронами высокой плотности, должна содержать не более 0,2 % марганца, а тантал и кобальт могут находиться лишь в виде следов.

Захватное γ-излучение и остаточную активность можно в значительной степени уменьшить, если добавить в сталь борное соединение и получить борную сталь. Бор интенсивно поглощает теп-

ловые нейтроны, при этом образуются легко поглощаемое γ-излучение (E_γ=0,5 МэВ) и α-частицы.

Борная сталь по механическим свойствам хуже конструкционной стали. Она очень хрупка и трудно поддается механической обработке.

Свинец используется в защите в виде отливок (оцехлованных стальными листами), листов, дроби. Из имеющихся дешевых материалов свинец обладает наиболее высокими защитными свойствами от γ-излучений. Его целесообразно использовать при необходимости ограничения размеров и массы защиты. Применение свинца ограничивается низкой температурой плавления (600 К). Защитные материалы вольфрам, тантал могут использоваться в горячих зонах, в которых применение свинца исключается. Использовать эти металлы для защиты промышленных реакторов нецелесообразно, так как они крайне дороги.

Кадмий хорошо поглощает нейтроны с энергией меньше 0,5 эВ. Листовой кадмий толщиной 0,1 см снижает плотность потока тепловых нейтронов в 10^9 раз. При этом возникает захватное γ-излучение с энергией до 7,5 МэВ. Кадмий не обладает достаточно хорошими механическими свойствами. Поэтому чаще применяют сплав кадмия со свинцом, который наряду с хорошими защитными свойствами от нейтронного и γ-излучений имеет лучшие механические свойства по сравнению со свойствами чистого кадмия. Лист, выполненный из такого сплава (5 % кадмия по массе), ослабляет плотность потока тепловых нейтронов приблизительно в 500 раз.

Бетон является основным материалом для защиты от излучений, если масса и размер защиты не ограничиваются другими условиями. Бетон, применяющийся для защиты от излучений, состоит из заполнителей, связанных между собой цементом. В состав цемента в основном входят окислы кальция, кремния, алюминия, железа и легкие ядра, которые интенсивно поглощают γ-излучение и замедляют быстрые нейтроны в результате упругого и неупругого столкновений (табл. П 24).

Ослабление плотности потока нейтронов в бетоне зависит от содержания воды в материале защиты, которое определяется в основном типом используемого бетона.

Поглощение нейтронов бетонной защитой может быть значительно увеличено введением соединения бора в состав материала защиты. Поглощающая способность γ-излучения зависит от плотности бетона, которая может составлять 2,1—6,6 т/м^3. Наибольшая плотность бетона получается при использовании в качестве заполнителя железного скрапа (стальных шариков, проволоки, обрезков стального лома), наименьшая — при использовании песка и гравия. Конструкция бетонной защиты может быть монолитной (для больших реакторов) или состоять из отдельных блоков (небольших реакторов).

Для снижения выхода захватного γ-излучения в бетон вводят вместо заполнителя до 3 % B_4C.

В зависимости от применяемых заполнителей и условий эксплуатации бетона выделяют его следующие типы:

Строительный бетон ($\rho = 2{,}2 \div 2{,}3$ т/м^3) используют для изготовления защиты, которую эксплуатируют при низкой температуре или при наличии системы охлаждения. Заполнителем является гранит, известняк и др. Для затвердения бетона применяют воду.

Лимонитовые бетоны ($\rho = 2{,}4 \div 3{,}2$ т/м^3) изготовляют на лимонитовых ($2Fe_2O_3 \cdot 3H_2O$ — 65 %, H_2O — 12 %) заполнителях. При $T = 500$ К теряют 25 % связанной воды.

Серпентинитовый бетон ($\rho = 2{,}5 \div 2{,}7$ т/м^3) изготовляют из серпентинитовых ($3MgO \cdot SiO_2 \cdot 2H_2O$ с примесями Al_2O_3, FeO, Fe_2O_3) заполнителей. При $T = 780$ К теряет связанную воду. Рабочая температура бетона 750 К. Для улучшения защитных свойств бетона добавляют в виде заполнителя железную дробь или металлический песок

Бруситовый бетон ($\rho = 2{,}1 \div 2{,}2$ т/м^3) изготовляют из $Mg(OH)_2$ с примесями CaO и SiO_2, содержащих до 30 % воды, которая теряется при $T = 650$ К. Рабочая температура бетона $T = 600$ К.

Магнетитовые бетоны ($\rho = 3$ т/м^3) изготовляют из магнетитовых (Fe_3O_4) заполнителей. Если вода содержится только в виде воды затвердевания, бетон не отличается от обычного строительного бетона. Бетон используется при $T = 300$ К.

Хромитовые бетоны ($\rho = 3{,}2 \div 3{,}3$ т/м^3) состоят из хромитовых заполнителей $FeCrO_4$ и используются как жароупорный бетон с рабочей температурой $T = 1100$ К.

Баритовые бетоны ($\rho = 3{,}0 \div 3{,}6$ т/м^3) приготавливают из 80—85 % $BaSO_4$ и используют как строительный материал. Вода содержится в виде воды затвердевания.

13.8. КОНСТРУКЦИЯ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЗАЩИТЫ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Для снижения доз нейтронного и γ-излучений до предельно допустимого значения реакторы окружаются биологической защитой. Потоки нейтронов и γ-излучения на выходе из активной зоны превосходят предельно допустимые в миллионы и миллиарды раз.

В зависимости от назначения и типа реактора защита может быть сплошной и раздельной. При проектировании новых АЭС последнему виду защиты отдают предпочтение.

При сплошной защите реактор и его система охлаждения (первый контур, парогенератор, циркуляционный насос и др.) окружены со всех сторон. При раздельной защите реактор и система охлаждения имеют самостоятельную защиту, т. е. они находятся в разных помещениях. Это позволяет обслуживать их во время остановки реактора.

При раздельной защите различают первичную защиту (защита активной зоны реактора) и вторичную защиту (защита системы охлаждения реактора).

Первичная защита предназначена для ослабления плотности

потока нейтронов из активной зоны реактора, чтобы не допустить активации теплоносителя второго контура и значительной наведенной активности в конструкции и оборудовании. Это обеспечивает необходимый доступ к реактору. Первичная защита должна ослабить плотность потока нейтронов до такой степени, чтобы свести к минимуму γ-излучение, возникшее при захвате нейтронов вторичной защитой. Кроме того, защита должна снизить остаточную активность активной зоны остановленного реактора, чтобы был обеспечен доступ к оборудованию, расположенному между первичной и вторичной защитами.

Вторичная защита предназначена для снижения плотности потока γ- и нейтронного излучения до предельно допустимого значения, для предотвращения прострела излучения через ослабленные места первичной защиты (например, на выходе трубопроводов из реактора), а также для создания барьера, чтобы загрязненный воздух из реакторного зала не попадал в помещения, где находятся люди.

При проектировании защиты реактора следует всегда учитывать теневую защиту — самоэкранирующие свойства компонентов (парогенератора, пульта управления, коридоров и т. п.), которые расположены вблизи реактора. Следовательно, некоторые участки обслуживаемых помещений защищаются естественными экранами и находятся как бы в тени защиты. Теневая защита может полностью поглотить прямое излучение, падающее от реактора на внутреннюю поверхность вторичной защиты. В этом случае на участке теневой защиты толщина вторичной защиты делается значительно меньше. Кроме того, теневая защита используется для обеспечения непродолжительного доступа к некоторому оборудованию в помещении, окруженному вторичной защитой, во время работы реактора.

При проектировании защиты реактора необходимо выполнять следующие требования.

1. Выбирать для защиты относительно недорогостоящие материалы. Снижение плотности потока γ- и нейтронного излучений на один порядок увеличивает стоимость защиты приблизительно на 15 %.

2. Определить допустимые уровни излучения на обслуживаемых и полуобслуживаемых местах. При работающем реакторе предельно допустимые уровни устанавливаются за вторичной защитой, при остановленном — за первичной.

3. Определить энергию и интенсивность излучения от различных источников излучения (активной зоны реактора, контура первичного теплоносителя и т. п.), от которых проектируется защита.

4. Произвести расчет первичной защиты:

а) определить мощность и распределение источников γ- и нейтронного излучений в активной зоне реактора;

б) учесть вторичные излучения, возникающие в активной зоне и в защитном материале реактора;

в) выбрать защитный материал снаружи активной зоны, чтобы достичь максимального поглощения γ- и нейтронного излучений и минимальной возможности возникновения вторичного γ-излучения;

г) учесть количество выделившегося тепла в защите в результате рассеяния энергии нейтронов и γ-излучений, чтобы оно не превышало допустимых пределов. При большом тепловыделении в материалах с плохой теплопроводностью (например, в бетоне) могут возникнуть термические напряжения. В этом случае необходимо предусмотреть дополнительное охлаждение (тепловую защиту).

5. Определить выход излучения от системы первого контура теплоносителя, которая представляет собой совокупность источников различных геометрических форм (цилиндры, диски, сферы и т. п.). Затем рассчитать вклад, который дает излучение от каждого источника на интересующем участке защиты.

6. Располагать высокоактивные источники в середине реакторного помещения (т. е. дальше от вторичной защиты), менее активные — от середины в направлении к периферии, чтобы можно было использовать их самоэкранирующие свойства. Из опыта эксплуатации АЭС известно, что самоэкранирование может ослаблять плотность потока нейтронов, выходящих из первичной защиты, до 20 раз.

7. Трубопроводы с первичным теплоносителем, имеющие большую активность, должны быть по возможности короче. Трубопроводы с обслуживаемой арматурой прокладываются в бетонированных каналах, закрытых сверху чугунными плитами.

8. Симметрично располагать относительно первичной защиты первичные контуры (если их несколько). Это значительно сократит толщину вторичной защиты. При наличии самоэкранирующей защиты больших размеров трубопроводы первичного контура можно располагать асимметрично.

9. Следует сооружать дополнительную (или использовать теневую) защиту вблизи источников с большой активностью, чтобы их излучения сделать самоизмеримыми с излучениями более слабых источников. (Так, парогенераторы размещают в отдельных бетонированных боксах с чугунной дверью). Такие мероприятия сокращают общую толщину вторичной защиты.

10. Необязательно все реакторное помещение окружать вторичной защитой. Незащищенными можно оставлять участки, где не предполагается нахождение обслуживающего персонала.

Конструкция биологической защиты реактора зависит от типа реактора.

Для реакторов на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем выбор защитных материалов требует особых мер предосторожности. В этих реакторах полностью исключается вода в качестве защитного материала. Основными материалами для первичной защиты могут быть сталь, графит, борированный графит, железорудные концентраты, бетон, и т. п., а для вторичной — бетон.

При проектировании защиты реактора на быстрых нейтронах возникают трудности, обусловленные как высокими потоками ионизирующего излучения, падающими на основные конструкционные узлы реактора и биологическую защиту, так и большим содержанием радиоактивных веществ в натриевом теплоносителе (^{24}Na, $T_{1/2}=15$ ч; ^{22}Na, $T_{1/2}=2{,}6$ года).

В виде примера рассмотрим компоновку биологической защиты реактора на быстрых нейтронах БН-350.

В реакторе БН-350 максимальная плотность потока нейтронов в активной зоне составляет 10^{16} нейтр./(см^2·с) при средней энергии спектра нейтронов около 0,5 МэВ. Доля утечки нейтронов из активной зоны составляет 26 %. Эти нейтроны большей частью поглощаются в боковой и торцевой зонах воспроизводства, содержащих ^{238}U с образованием ^{239}Pu. Зоны воспроизводства одновременно выполняют защитные функции, значительно снижая плотность потока нейтронов и плотностью поглощения γ-излучение активной зоны. За боковой зоной воспроизводства располагается внутреннее хранилище реактора, предназначенного для выдержки пакетов активной зоны.

Для предохранения бетона от радиационных и термических повреждений между бетоном и корпусом реактора помещается слой железорудного концентрата с добавкой карбида бора.

На рис. 13.19 показана конструкция защиты реактора БН-350. Активная зона *24* (диаметром 160 см и высотой 106 см) и боковая зона воспроизводства *22* (высотой 240 см, толщиной 45 см) набраны из шестигранных пакетов, содержащих твэлы. Торцевые части пакетов активной зоны имеют экраны толщиной 60 см. За боковой зоной воспроизводства располагается хранилище отработанных пакетов *4* активной зоны толщиной 12 см. Далее в радиальном направлении устанавливается стальная защита из болванок *3* толщиной 20 см, слой теплоносителя — натрия толщиной 67,5 см, тепловая защита *23* корпуса реактора из листов нержавеющей стали толщиной 7,5 см. Затем следуют: корпус реактора *5*, страховочный кожух *26*, опора реактора *25* толщиной 16 см, защита *8* из углеродистой стали толщиной 16 см; защита из железорудного концентрата с добавкой карбида бора *27* толщиной засыпки 108 см и стальной стенки *29* толщиной 2 см; защита из обычного бетона *28* толщиной слоя 300 см. Через боковую защиту проходят шесть входных *1* и выходных *6* трубопроводов с натриевым теплоносителем. В местах выхода трубопроводов устанавливают стальную защиту *8* и борированный бетон *7*.

Нижняя защита реактора состоит из напорного коллектора *2* с хвостовиками толщиной 90 см и слоями натрия — 250 см; корпуса реактора *5*, слоя углеродистой стали *8* толщиной 8 см, слоя железорудного концентрата толщиной 103 см. Через нижнюю защиту проходит газопровод *30* охлаждения шахты реактора. На этом участке устанавливают бетонную *28* и дополнительную стальную защиту *8*.

Верхняя защита реактора состоит из головок, пакетов активной

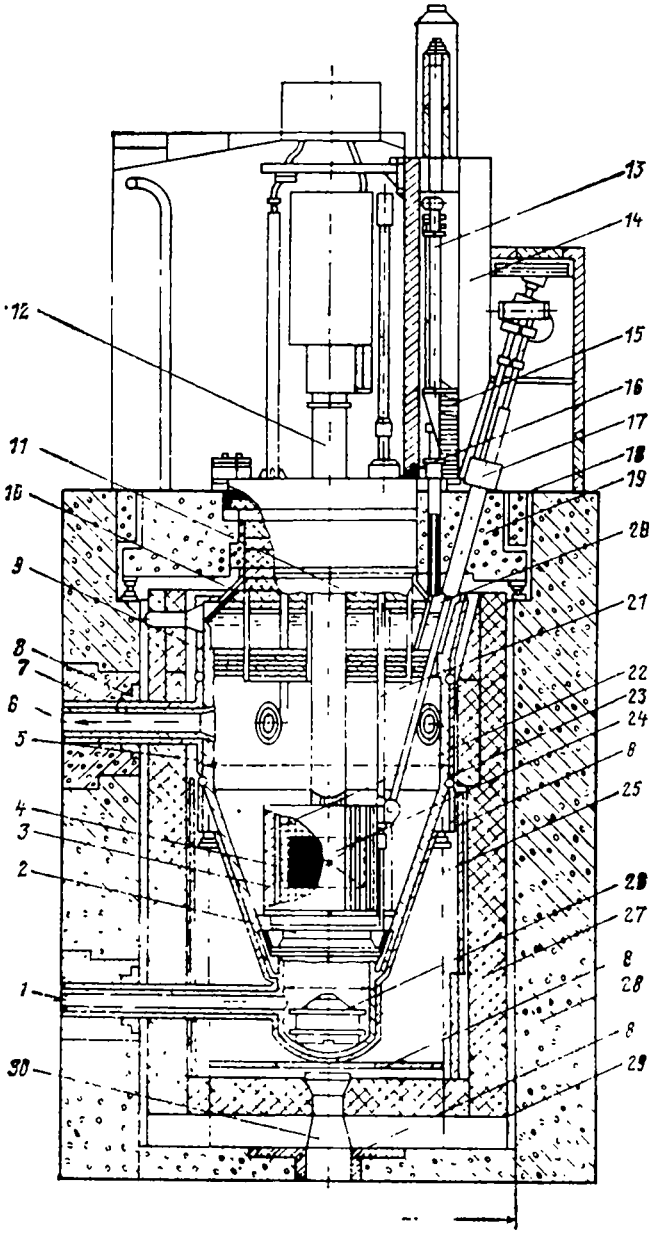

13
14
12
15
16
17
18
19
11
10
20
9
21
8
7
22
6
23
24
5
8
25
4
3
2
26
27
8
28
1
8
30
29

Рис 13 19

зоны и бокового экрана 37 см, слоя натрия *20* 320 см, листов нержавеющей стали и графита *9* толщиной 70 см, слоя натрия 100 см, набора углеродистой стали и графита (большой *10* и малой *11* поворотных пробок). В целях устранения прострела излучения все щели, пронизывающие верхнюю защиту, выполнены двухступенчатыми. Верхняя неподвижная защита изготовлена из бетона *19*. В месте соединения верхней неподвижной и боковой бетонной защит установлены промежуточные защитные пробки *18* для устранения прострельного излучения.

Выгрузка и загрузка пакетов активной зоны осуществляется с помощью центральной колонки с механизмами СУЗ *12* и механизма перегрузки *21*, механизма передачи пакетов *13*, элеватора *17*, затем через отверстие в верхней неподвижной бетонной защите *19* и в перегрузочный бокс *14*. Защита бокса со стороны механизма СУЗ выполнена из свинцовых и чугунных плит *16*, остальные стенки толщиной 90 см заполнены чугунной дробью *15*.

Схема защиты реактора РБМК-1000 представлена на рис. 13.20. Реактор размещен в бетонной шахте *3* квадратного сечения с толщиной стены 200 см. Графитовая кладка *7* и отражатель размещены в герметичной полости, расположенной в цилиндрическом кожухе реактора, торцами которого служит металлоконструкция коробчатого типа *2* с засыпкой из серпентинита. Верхняя металлоконструкция *2* (диаметр 19,5 м, высота 3 м) является опорой технологических каналов, нижняя *2'* (диаметр 16,5 м, высота 2 м) — опорой реактора. За графитовой кладкой располагаются кольцевой водяной бак *5* (толщина слоя воды 1,2 м), слой засыпки из речного песка *4* (толщиной 1,3 м) и слой строительного бетона *3* (толщиной 2 м). Для снижения плотности потока излучения на нижнюю *2'* и верхнюю *2* металлоконструкции устанавливают защитные стальные блоки *6* толщиной 20 см внизу и 25 см вверху. Пространство между технологическими каналами и металлоконструкциями заполнено серпентинитом. Эта засыпка вместе с опорными плитами металлоконструкций выполняет роль основной защиты. (Толщина — вверх — 2,8 м серпентинита и 0,3 м стали, вниз — 1,8 м серпентинита и 0,25 м стали). Верхняя часть шахты перекрыта, имеет плитный настил *1*, состоящий из стали толщиной 4 см и железобарийсерпентинитового цементного камня толщиной 90 см. Эта защита состоит из двух поясов — нижнего неразборного *8* и верхнего разборного *7*. Верхние блоки снимаются при перегрузке твэлов. Периферийная часть шахты перекрыта металлическими коробами *9*, заполненными также железобарийсерпентинитовым камнем или засыпкой из смеси серпентинита и чугунной дроби.

Защита корпусных реакторов типа ВВЭР (рис. 13.21) состоит из толстостенного металлического корпуса *1*, закрытого сверху крышкой *4*. Защита реактора ВВЭР разделяется на внутрикорпусную и внекорпусную. Внутрикорпусная защита служит как для снижения плотности потока излучения на корпус до допустимого значения, так и для биологической защиты. Эта защита состоит

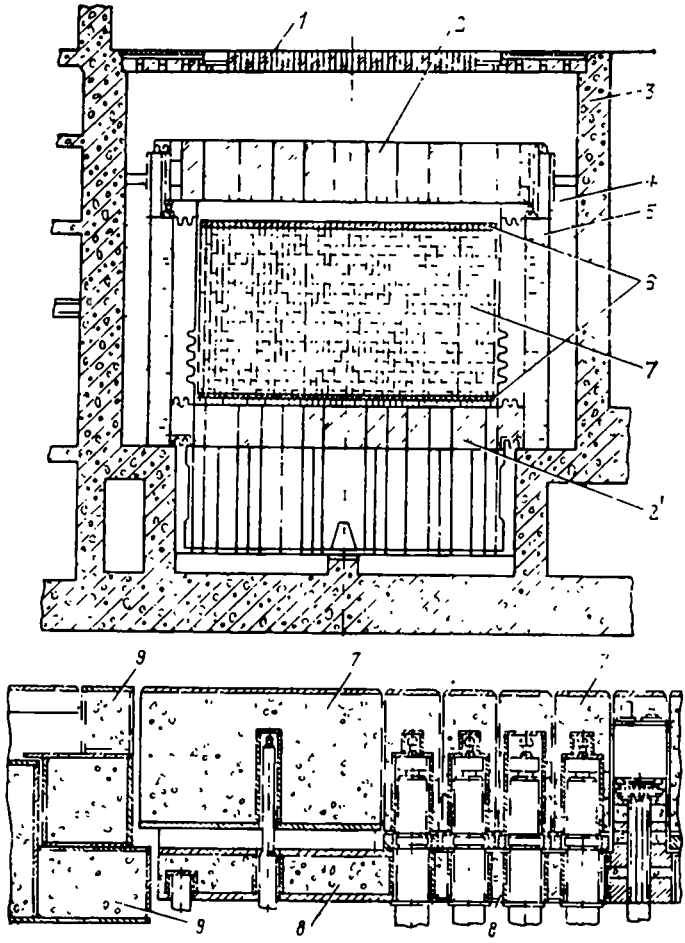


Рис 13 20

из чередующихся компонентов стали толщиной 35—50 см и воды. Первый слой — шахта активной зоны, второй — корпус реактора. Защита верхней части реактора состоит из слоя воды и крышки, нижняя — из воды или чередующихся слоев воды и стали За корпусом реактора ВВЭР-440 размещен кольцевой стальной бак *5* с водой (толщина стенок 2,5 см, толщина слоя воды 95 см) и слой бетона *3* (толщиной 300 см). В реакторах ВВЭР-1000 за корпусом реактора вместо бака с водой укладывают серпентинитовый бетон, охлаждаемый специальным контуром. В верхней части реактора помещается бетонный или металлический колпак, а в нижней — слои бетона Зазор между корпусом и бетонной защитой реактора засыпается серпентинитом и чугун-

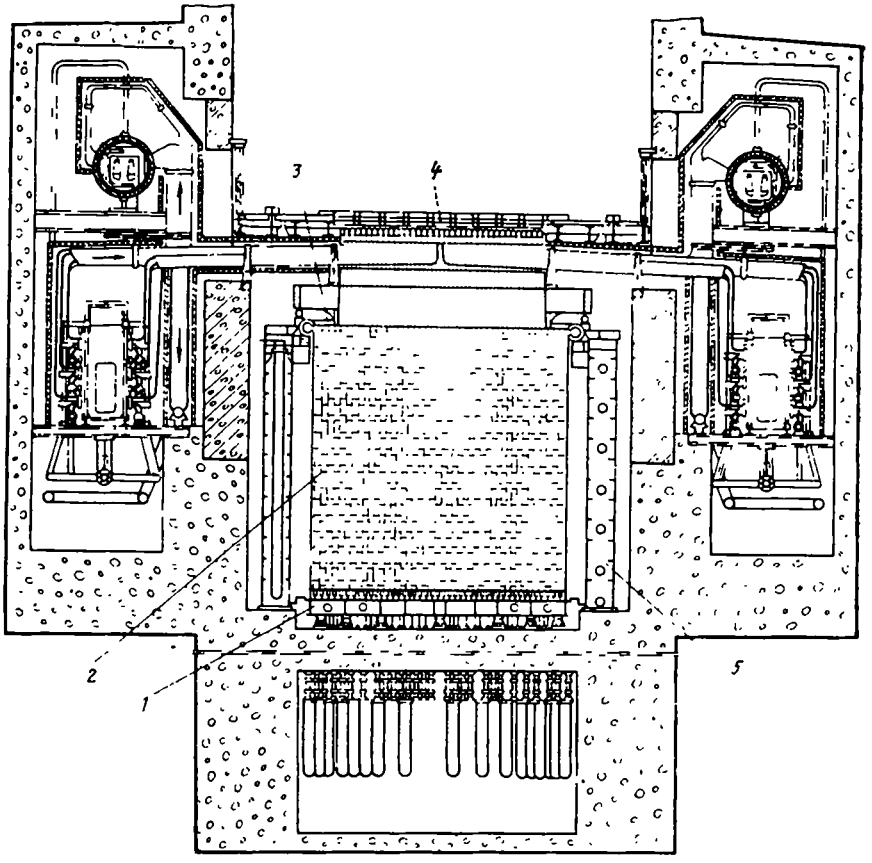


Рис 13.21

ной дробью, иногда с добавлением карбида бора. Над патрубками, подводящими и отводящими теплоноситель, устанавливают перекрытие из бетона (кольцевую бетонную консоль).

13.9. РАСЧЕТ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЗАЩИТЫ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ ПО ДВУХГРУППОВОЙ МЕТОДИКЕ

При расчете первичной защиты ядерного реактора по двухгрупповой методике учитывают быстрые и тепловые нейтроны, а также быстрые нейтроны, замедлившиеся до тепловых. Нейтроны промежуточных энергий не учитывают.

Вначале рассмотрим расчет защиты от γ-излучения, возникающего в реакторе. Для этой цели можно использовать соотношения для определения плотности потока γ-излучения от плоского источника после защиты, имеющей форму бесконечной плоской пластины. Затем из экспериментальной формулы определяем плот-

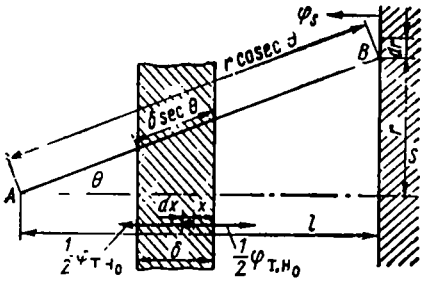


Рис 13 22

ность потока быстрых нейтронов и из уравнения диффузии находим распределение в пластине плотности потока тепловых нейтронов. Используя найденные значения плотности потока γ-излучения и плотности потока тепловых нейтронов (с учетом быстрых нейтронов, замедлившихся до тепловых), определяем плотность потока захватного γ-излучения.

13.9.1. Определение плотности потока γ-излучения от плоского источника за защитой, имеющей форму плиты

Изотропный плоский источник S (рис. 13.22) излучает в полупространство (телесный угол 2π) фотоны каждым элементом поверхности в направлении плоской пластины толщиной δ. Определим плотность потока φ в точке A, находящейся по другую сторону защиты на расстоянии l от источника излучения.

В отсутствие защиты плотность потока γ-излучения изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния от точки испускания B и в точке A равна $\varphi_S \Big/ \left[\frac{4\pi}{2}(r\,\mathrm{cosec}\,\theta)^2\right]$, где φ_S — плотность потока излучения в 1 с с каждого квадратного сантиметра поверхности пластины S в полупространство с защитой. γ-Излучение кольцевого элемента радиусами r и $r+dr$ плотность потока в точке A достигает

$$d\varphi_\gamma = \frac{\varphi_S}{2\pi\,(r\,\mathrm{cosec}\,\theta)^2}\,2\pi r dr = \frac{\varphi_S}{r\,\mathrm{cosec}^2\,\theta}\,dr. \qquad (13.59а)$$

При наличии защитной пластины плотность потока равна

$$d\varphi_\gamma = \varphi_S \exp(-\mu\delta\sec\theta)\,\frac{dr}{r\,\mathrm{cosec}^2\,\theta}, \qquad (13.59б)$$

где μ — коэффициент ослабления γ-излучения. Так как $r=l\,\mathrm{tg}\,\theta$, $dr=l\sec^2\theta d\theta$, то $r\,\frac{dr}{\mathrm{cosec}^2\,\theta} = \mathrm{tg}\,\theta d\theta$ и тогда

$$d\varphi_\gamma = \varphi_S \exp(-\mu\delta\sec\theta)\,\mathrm{tg}\,\theta d\theta. \qquad (13.59в)$$

Введем в выражение (13.59в) новую переменную $y=\mu\delta\sec\theta$

$$dy = \mu\delta\,\frac{\sin\theta}{\cos^2\theta}\,d\theta; \quad \frac{dy}{y} = \mathrm{tg}\,\theta d\theta.$$

Тогда выражение (13.29) имеет вид

$$d\varphi_\gamma = \varphi_S e^{-y}\,\frac{dy}{y}. \qquad (13.60а)$$

Плотность потока первичного γ-излучения в точке A от всего плоского источника равна

$$\varphi_\gamma = \varphi_S \int_{\mu\delta}^{\infty} e^{-y} \frac{dy}{y} = -\varphi_S E_i(-\mu\delta) = \varphi_S E_1(\mu\delta), \qquad (13.60б)$$

$-E_i(-x) = E_1(x) = \int_x^{\infty} e^{-y} \frac{dy}{y}$ — интегральная экспонента.

13.9.2. Определение плотности потока быстрых и тепловых нейтронов от плоского изотропного источника

Экспериментально установлено, что плотность потока быстрых нейтронов ослабляется по закону

$$\varphi_{(б.н)_x} = \varphi_{(б.н)_0} \exp(-x/\lambda)(R_0/x)^{\alpha}, \qquad (13.61)$$

где $\varphi_{(б.н)_0}$ и $\varphi_{(б.н)_x}$ — плотность потока быстрых нейтронов при $x=0$ и при $x'=x$, б. нейтр./(см²·с); λ — длина релаксации быстрых нейтронов в защите, см; α — параметр, зависящий от геометрии источника ($\alpha=0$ для бесконечного плоского источника нейтронов, $\alpha=1$ для бесконечного цилиндрического источника нейтронов, $\alpha=2$ для сферического источника нейтронов); R_0 — эквивалентный радиус сферического источника нейтронов.

В частности, если на полупространство $0 \leqslant x \leqslant \infty$ падают быстрые нейтроны с плотностью потока $\varphi_{(б.н)_0}$, то

$$\varphi_{(б.н)_x} = \varphi_{(б.н)_0} \exp(-x/\lambda). \qquad (13.62)$$

Плотность потока быстрых нейтронов можно определить в соответствии с законом Фика·

$$\bar{\varphi}_{(б.н)_x} = -D_б \frac{d\varphi_{(б.н)_x}}{dx}. \qquad (13.63)$$

Подставляя в выражение (13.63) значение $\varphi_{(б.н)_x}$ из (13.62), получаем

$$\bar{\varphi}_{(б.н)_x} = \varphi_{(б.н)_0} \frac{D_б}{\lambda} \exp(-x/\lambda). \qquad (13.64)$$

Уравнение диффузии для плотности потока тепловых нейтронов имеет следующий вид:

$$\frac{d^2\varphi_{(т.н)_x}}{dx^2} - \frac{\varphi_{(т.н)_x}}{L^2} = -\frac{S_x}{D_т}, \qquad (13.65)$$

где L — длина диффузии, см; S_x — плотность генерации тепловых нейтронов, т. нейтр/(см³·с); $D_т$ — коэффициент диффузии тепловых нейтронов, см.

Если пренебречь поглощением нейтронов при переходе их из быстрых в тепловые, то

$$S_x = -\frac{d\varphi_{(\text{б.н})_x}}{dx} = \frac{\varphi_{(\text{б.н})_0}}{\lambda} e^{-x/\lambda}. \tag{13.66}$$

Уравнение (13.65) решается при следующих граничных условиях:

$$\varphi_{(\text{т.н})_{x=0}} = \varphi_{(\text{т.н})_0}; \tag{13.67}$$

$$\varphi_{(\text{т.н})_{x\to\infty}} = 0. \tag{13.68}$$

Общее решение уравнения (13.65) для $\varphi_{(\text{т.н})_x}$ равно сумме общего решения однородного уравнения $\varphi^{\text{одн}}_{(\text{т.н})_x}$ и частного решения неоднородного уравнения $\varphi^{\text{неодн}}_{(\text{т.н})_x}$, т. е.

$$\varphi_{(\text{т.н})_x} = \varphi^{\text{одн}}_{(\text{т.н})_x} + \varphi^{\text{неодн}}_{(\text{т.н})_x}. \tag{13.69}$$

Общее решение однородного уравнения:

$$\varphi^{\text{одн}}_{(\text{т.н})_x} = Ae^{x/L} + Be^{-x/L}. \tag{13.70}$$

Частное решение неодиородного уравнения:

$$\varphi^{\text{неодн}}_{(\text{т.н})_x} = Ce^{-x/\lambda}. \tag{13.71}$$

Подставляя выражения (13.70) и (13.71) в (13.69), получаем

$$\varphi_{(\text{т.н})_x} = Ae^{x/L} + Be^{-x/L} + Ce^{-x/\lambda}. \tag{13.72}$$

Из граничного условия (13.68) вытекает, что $A = 0$. Тогда

$$\varphi_{(\text{т.н})_x} = Be^{-x/L} + Ce^{-x/\lambda}. \tag{13.73а}$$

Используя начальное условие (13.67), получаем

$$\varphi_{(\text{т.н})_0} = B + C. \tag{13.73б}$$

Постоянный коэффициент C определяем из уравнений (13.65) и (13.71). Дифференцируя два раза (13.71), имеем

$$\frac{d\varphi^{\text{неодн}}_{(\text{т.н})_x}}{dx} = -\frac{C}{\lambda}\exp(-x/\lambda); \tag{13.74}$$

$$\frac{d^2\varphi^{\text{неодн}}_{(\text{т.н})_x}}{dx^2} = \frac{C}{\lambda^2}\exp(-x/\lambda). \tag{13.75}$$

Подставляя выражения (13.71), (13.75) и (13.66) в (13.65), получаем

$$\frac{C}{\lambda^2}e^{-x/\lambda} - \frac{C}{L^2}e^{-x/\lambda} = \frac{\varphi_{(\text{б.н})_0}}{\lambda D_т}e^{-x/\lambda} \tag{13.76}$$

или

$$C\left(\frac{1}{\lambda^2}-\frac{1}{L^2}\right)=-\frac{\varphi_{(6\text{ н})_0}}{\lambda D_\text{т}}. \qquad (13.77)$$

Отсюда

$$C=-\varphi_{(6\text{ н})_0}\left[\lambda D_\text{т}\left(\frac{1}{\lambda^2}-\frac{1}{L^2}\right)\right]^{-1}. \qquad (13.78)$$

Учитывая, что

$$L^2=\frac{D_\text{т}}{\Sigma_a}, \qquad (13.79)$$

где Σ_a — макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов, $см^{-1}$, окончательно имеем

$$C=\varphi_{(6\text{ н})_0}\left[\lambda\Sigma_a\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right]^{-1}. \qquad (13.80)$$

Подставляя выражение (13.80) в (13.73б), определяем постоянный коэффициент B:

$$B=\varphi_{(\text{т н})_0}-C=\varphi_{(\text{т н})_0}-\varphi_{(6\text{ н})_0}\left[\lambda\Sigma_a\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right]^{-1}. \qquad (13.81)$$

Подставляя уравнения (13.81) и (13.80) в (13.73а), находим общее решение уравнения (13.65)

$$\varphi_{(\text{т н})_x}=(\varphi_{(\text{т н})_0}-C)e^{-x/L}+Ce^{-x/\lambda}=\varphi_{(\text{т н})_0}e^{-x/L}+C(e^{-x/\lambda}-e^{-x/L})=$$

$$=\left\{\varphi_{(\text{т.н})_0}-\varphi_{(6.\text{н})_0}\left[\lambda\Sigma_a\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right]^{-1}\right\}e^{-x/L}+$$

$$+\left\{\varphi_{(6.\text{н})_0}\left[\lambda\Sigma_a\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right]^{-1}\right\}e^{-x/\lambda}=$$

$$=\varphi_{(\text{т н})_0}e^{-x/L}+\varphi_{(6\text{ н})_0}\left[\lambda\Sigma_a\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right]^{-1}(e^{-x/\lambda}-e^{-x/L}). \qquad (13.82)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (13.82) описывает диффузию тепловых нейтронов от плоского изотропного источника, а второе слагаемое — диффузию тепловых нейтронов, образовавшихся при замедлении быстрых нейтронов.

Рассмотрим свойства уравнения (13.82).

1. При $\lambda>L$, т. е. при условии, что проникновение нейтронов на большую глубину защиты определяется быстрыми нейтронами, имеем

$$\varphi_{(\text{т н})_x}\simeq\varphi_{(6.\text{н})_0}\left[\lambda\Sigma_a\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right]^{-1}e^{-x/\lambda}. \qquad (13.83)$$

Отношение выражений (13.83) и (13.62) равно

$$\frac{\varphi_{(\text{т.н})_x}}{\varphi_{(6.\text{н})_x}}=\frac{\varphi_{(6\text{ н})_0}\left[\lambda\Sigma_a\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right]^{-1}e^{-x/\lambda}}{\varphi_{(6.\text{н})_0}e^{-x/\lambda}}=\left[\lambda\Sigma_a\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right]^{-1}. \qquad (13.84)$$

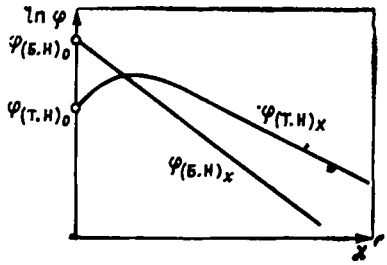


Рис. 13.23

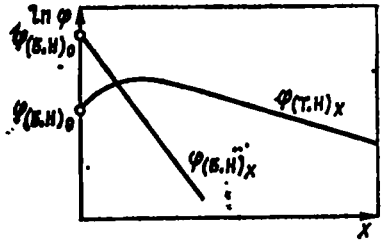


Рис. 13.24

Таким образом, между тепловыми и быстрыми нейтронами устанавливается равновесие, не изменяющееся с толщиной защиты (рис. 13.23).

Аналогичное выражение было получено в трехгрупповом приближении:

$$\frac{\varphi_{(т.н)_x}}{\varphi_{(б.н)_x}} = \left[\lambda\Sigma_a\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right]^{-1} e^{\tau/\lambda^2}, \qquad (13.85)$$

где τ — возраст тепловых нейтронов, см^2.

Как видно из сравнения, выражения (13.84) и (13.85) совпадают, если $\tau=0$, т. е. если предположить, что быстрые нейтроны замедляются в тепловые достаточно быстро. Для хороших замедлителей, содержащих водород, это условие нарушается незначительно. Так, для воды $e^{-\tau/\lambda^2} = e^{30,5/10^2} = 1,3$.

2. При $L \gg \lambda$ (графит, тяжелая вода) из уравнения (13.82) находим

$$Ce^{-x/\lambda} \ll (\varphi_{(т\ н)_0} - C)e^{-x/L}$$

и

$$\varphi_{(т.н)_x} = \varphi_{(т\ н)_0}e^{-x/L} - Ce^{-x/L} = (\varphi_{(т.н)_0} - C)e^{-x/L}. \qquad (13.86)$$

Отношение уравнения (13.86) к (13.62) равно

$$\frac{\varphi_{(т.н)_x}}{\varphi_{(б.н)_x}} = \frac{\varphi_{(т.н)_0} - C}{\varphi_{(б\ н)_0}} e^{-x(1/L-1/\lambda)}. \qquad (13.87)$$

В этом случае между тепловыми и быстрыми нейтронами равновесие не устанавливается с толщиной защиты. Тепловые нейтроны являются более проникающими, чем быстрые нейтроны (рис. 13.24).

3. При $L=\lambda$ требуется исследование особой точки, так как числитель и знаменатель второго слагаемого выражения (13.82) обращаются в нуль, поэтому раскроем неопределенность.

Обозначим слагаемые в правой части выражения (13.82) через

$$K = \varphi_{(\text{т н})_0} e^{-x/L} \text{ и } M = \varphi_{(\text{б н})_0} \frac{e^{-x/\lambda} - e^{-x/L}}{\lambda \Sigma_a \left(1 - \frac{L^2}{\lambda^2}\right)}.$$

Тогда

$$\lim_{L \to \lambda} \varphi_{(\text{т.н})_x} = \lim_{L \to \lambda} (K + M) = \lim_{L \to \lambda} K + \lim_{L \to \lambda} M; \tag{13.88}$$

$$\lim_{L \to \lambda} K = \varphi_{(\text{т.н})_0} e^{-x/\lambda}; \tag{13.89}$$

$$\lim_{L \to \lambda} M = \lim_{L \to \lambda} \varphi_{(\text{б.н})_0} \frac{e^{-x/\lambda} - e^{-x/L}}{\lambda \Sigma_a \left(1 - \frac{L^2}{\lambda^2}\right)}. \tag{13.90}$$

Применим правило Лапиталя к M-слагаемому.

$$\lim \frac{f_1(L)}{f_2(L)} = \lim \frac{df_1/dL}{df_2/dL}; \tag{13.91}$$

$$\lim_{L \to \lambda} M = \lim_{L \to \lambda} \frac{\varphi_{(\text{б.н})_0} \lambda^2}{\lambda \Sigma_a} \frac{e^{-x/\lambda} - e^{-x/L}}{\lambda^2 - L^2} =$$

$$= \lim_{L \to \lambda} \frac{\varphi_{(\text{б н})_0} \lambda}{\Sigma_a} \frac{(-e^{-x/L})(-1)\left(-\frac{x}{L^2}\right)}{(-2L)} =$$

$$= \lim_{L \to \lambda} \frac{\varphi_{(\text{б н})_0} \lambda}{\Sigma_a L^2 \cdot 2L} (x e^{-x/L}) = \frac{\varphi_{(\text{б н})_0}}{2D_\text{т}} x e^{-x/\lambda}. \tag{13.92}$$

Итак, подставляя выражения (13.92) и (13.89) в (13.88), имеем:

$$\lim_{L \to \lambda} \varphi_{(\text{т.н})_x} = \left(\varphi_{(\text{т н})_0} + \frac{\varphi_{(\text{б н})_0}}{2D_\text{т}} x\right) e^{-x/\lambda}. \tag{13.93}$$

Отношение выражений (13.93) и (15.62) равно

$$\frac{\varphi_{(\text{т н})_x}}{\varphi_{(\text{б н})_x}} = \frac{\varphi_{(\text{т н})_0}}{\varphi_{(\text{б н})_0}} + \frac{x}{2D_\text{т}}. \tag{13.94}$$

Следовательно, равновесие не устанавливается с толщиной защиты. Происходит накопление тепловых нейтронов по сравнению с быстрыми нейтронами (рис. 13.25).

Используя закон Фика для тепловых нейтронов и выражение (13.82), определяем плотность потока тепловых нейтронов

$$\bar{\varphi}_{(\text{т.н})_x} = -D_\text{т} \frac{d\varphi_{(\text{т.н})_x}}{dx} = \varphi_{(\text{т.н})_0} \frac{D_\text{т}}{L} e^{-x/L} +$$

$$+ \varphi_{(\text{б н})_0} \left[\lambda \Sigma_a \left(1 - \frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right]^{-1} D_\text{т} \left(\frac{e^{-x/\lambda}}{\lambda} - \frac{e^{-x/L}}{L}\right). \tag{13.95}$$

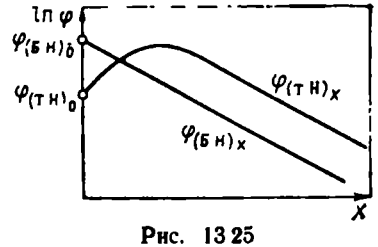


Рис. 13 25

Таким образом, из выражений (13.62) и (13.82) можно определить плотность потока быстрых и тепловых нейтронов внутри полубесконечной однородной защиты, а из выражений (13.64) и (13.95) — плотность тока быстрых и тепловых нейтронов.

13.9.3. Определение плотности потока захватного γ-излучения от тепловых и замедлившихся быстрых нейтронов

В отсутствие быстрых нейтронов из выражения (13.82) определяем скорость захвата тепловых нейтронов на единицу площади защиты толщиной dx. Эта скорость захвата определяется произведением плотности потока тепловых нейтронов $\varphi_{(т.н)_0} e^{-x/L}$ на эффективное сечение захвата $\Sigma_{n,\gamma} = \frac{D_т}{L^2}$ и на толщину поглощающего слоя dx. Для рассматриваемого случая она была равна

$$\varphi_{(т.н)_0} e^{-x/L} \Sigma_{n,\gamma} dx. \qquad (13.96)$$

Если на один захват нейтрона испускается один γ-квант, то выражение (13.96) дает также число захватных γ-излучений, выходящих в единицу времени с единицы поверхности защиты.

Следовательно, в рассматриваемом слое dx плотности потока γ-излучения в направлении x и в противоположном направлении будут равны между собой:

$$d\varphi_S = \frac{1}{2} \varphi_{(т.н)_0} \Sigma_{n,\gamma} e^{-x/L} dx. \qquad (13.97)$$

Определим теперь суммарную плотность потока от захватного γ-излучения, генерируемого в плоской пластине толщиной δ (см. рис. 13.22). Для этого в выражение (15.60б) подставим значение φ_S из (13.97). Плотность потока γ-излучений, выходящих через поверхность пластины в направлении источника нейтронов $\delta = x$, равна

$$d\varphi = \frac{1}{2} \varphi_{(т.н)_0} \Sigma_{n,\gamma} \int_0^{\delta} e^{-x/L} [E_1(\mu x)]\, dx. \qquad (13.98)$$

Интегрируя выражение (13.98), получаем

$$\varphi = \frac{1}{2} \varphi_{(т.н)_0} \Sigma_{n,\gamma} L \left\{ E_1 \left[(1 + \mu L) \frac{\delta}{L} \right] - \right.$$
$$\left. - e^{-\delta/L} E_1 \left(\mu L \frac{\delta}{L} \right) + \ln \left| \frac{1 + \mu L}{\mu L} \right| \right\}. \qquad (13.99)$$

Плотность потока захватных γ-излучений, испускаемых через поверхность пластины толщиной $(\delta - x)$ (см. рис. 13.22) в противоположном направлении от источника нейтронов, выражается формулой

$$d\varphi = d\varphi_S E_1[\mu(\delta - x)] = \frac{1}{2}\varphi_{(т.н)_0}\Sigma_{n,\gamma}e^{-x/L}\{E_1[\mu(\delta - x)]\}\,dx \quad (13.100а)$$

или

$$\varphi = \frac{1}{2}\varphi_{(т.н)_0}\Sigma_{n,\gamma}\int_0^{\delta} e^{-x/L}\{E_1[\mu(\delta - x)]\}\,dx. \quad (13.100б)$$

После интегрирования

$$\varphi = -\frac{1}{2}\varphi_{(т.н)_0}\Sigma_{n,\gamma}Le^{-\delta/L}\left\{E_1\left[(\mu L - 1)\frac{\delta}{L}\right] - e^{\delta/L}E_1\left(\mu L\frac{\delta}{L}\right) + \ln\left|\frac{\mu L - 1}{\mu L}\right|\right\}. \quad (13.101)$$

Формула

$$\varphi_{(т\ н)_0}\Sigma_{n,\gamma}\int_0^{\delta} e^{-x/L}dx = \varphi_{(т\ н)_0}\Sigma_{n,\gamma}(1 - e^{\delta/L}), \quad (13.102)$$

полученная из выражения (13.97), представляет собой число возникающих в единицу времени γ-излучений во всей толщине пластины, отнесенное к площади ее поперечного сечения, поэтому разница между выражением (13.102) и суммой выражений (13.99) и (13.101) дает γ-излучение, поглощенное в единицу времени в толще пластины на единицу площади ее поперечного сечения.

При расчете защиты необходимо учитывать и захватное γ-излучение, возникшее от быстрых нейтронов, замедлившихся в тепловые. Для этого вместо выражения (13.96) используем второе слагаемое правой части формулы (13.82), умноженное на $\Sigma_{n,\gamma}\,dx$. Тогда скорость захвата замедлившихся быстрых нейтронов в тепловые, как и прежде, будет равна

$$\left\{\left[\lambda\Sigma_a\left(1 - \frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right]^{-1}\left(\varphi_{(б.н)_0}\Sigma_{n,\gamma}e^{-x/\lambda} - \varphi_{(б\ н)_0}\Sigma_{n,\gamma}e^{-x/L}\right)\right\}dx. \quad (13.103)$$

Для определения плотности потока захватного γ-излучения, возникшего от замедлившихся быстрых нейтронов, необходимо вместо выражения (13.96), предназначенного для тепловых нейтронов, использовать выражение (13.103) для быстрых нейтронов и ввести его в формулу (13.60б). Однако это значительно усложнит расчет. Для упрощения расчета можно использовать формулу (13.101) со следующей заменой.

Из сравнения выражений (13.103) и (13.96) следует, что они содержат члены, одинаковые по форме написания, но с разными индексами, с постоянным коэффициентом перед ними.

В формуле (13.101) производим замену L на λ, вместо $\varphi_{(т\ н)_0}$ подставляем $\varphi_{(б.н)_0}$ и полученное значение умножаем на постоянный коэффициент $\left|\lambda\Sigma_a\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right|^{-1}$. Тогда правая часть формулы (13.101) будет представлять собой первый член выражения (13.103):

$$\varphi_1=-\frac{1}{2}\varphi_{(б\ н)_0}\Sigma_{n,\gamma}\lambda\left|\lambda\Sigma_a\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right|^{-1}e^{-\delta/\lambda}\left\{E_1\left[(\mu\lambda-1)\frac{\delta}{\lambda}\right]-\right.$$

$$\left.-e^{\delta/\lambda}E_1\left(\mu\lambda\frac{\delta}{\lambda}\right)+\ln\left|\frac{\mu\lambda-1}{\mu\lambda}\right|\right\}=-\frac{1}{2}\varphi_{(б\ н)_0}\frac{\Sigma_{n,\gamma}}{\Sigma_a}\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)^{-1}\times$$

$$\times e^{-\delta/\lambda}\left\{E_1\left[(\mu\lambda-1)\frac{\delta}{\lambda}\right]-e^{\delta/\lambda}E_1\left(\mu\lambda\frac{\delta}{\lambda}\right)+\ln\left|\frac{\mu\lambda-1}{\mu\lambda}\right|\right\}. \quad (13.104а)$$

Для получения второго члена выражения (13.103) заменим в формуле (13.101) $\varphi_{(т\ н)_0}$ на $\varphi_{(б\ н)_0}$ и это значение умножим на постоянный коэффициент $\left|\lambda\Sigma_a\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right|^{-1}$. Тогда

$$\varphi_2=-\frac{1}{2}\varphi_{(б\ н)_0}\Sigma_{n,\gamma}L\left|\lambda\Sigma_a\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right|^{-1}e^{-\delta/L}\left\{E_1\left[(\mu L-1)\frac{\delta}{L}\right]-\right.$$

$$\left.-e^{\delta/L}E_1\left(\mu L\frac{\delta}{L}\right)+\ln\left|\frac{\mu L-1}{\mu L}\right|\right\}=-\frac{1}{2}\varphi_{(б\ н)_0}\frac{\Sigma_{n,\gamma}}{\Sigma_a}\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)^{-1}\times$$

$$\times e^{-\delta/L}\frac{L}{\lambda}\left\{E_1\left[(\mu L-1)\frac{\delta}{L}\right]-e^{\delta/L}E_1\left(\mu L\frac{\delta}{L}\right)+\ln\left|\frac{\mu L-1}{\mu L}\right|\right\}. \quad (13.104б)$$

Формула для определения плотности потока φ' захватного γ-излучения от замедлившихся быстрых нейтронов в тепловые получается, если взять разность значений правых частей (13.104а) и (13.104б), т. е.

$$\varphi'=\varphi_1-\varphi_2=\frac{1}{2}\varphi_{(б\ н)_0}\frac{\Sigma^*_{n,\gamma}}{\Sigma_a}\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)^{-1}\left\{-e^{-\delta/\lambda}\left\{E_1\times\right.\right.$$

$$\left.\times\left[(\mu\lambda-1)\frac{\delta}{\lambda}\right]-e^{\delta/\lambda}E_1\left(\mu\lambda\frac{\delta}{\lambda}\right)+\ln\left|\frac{\mu\lambda-1}{\mu\lambda}\right|\right\}+\frac{L}{\lambda}e^{-\delta/L}\times$$

$$\left.\times\left\{E_1\left[(\mu L-1)\frac{\delta}{L}\right]-e^{\delta/L}E_1\left(\mu L\frac{\delta}{L}\right)+\ln\left|\frac{\mu L-1}{\mu L}\right|\right\}\right\}. \quad (13.105)$$

---

* Для всех элементов, кроме ^{10}B и ^6Li, отношение $\Sigma_{n,\gamma}/\Sigma_a=1$

13.9.4. Проверочный расчет биологической защиты ядерного реактора

Пример 43. Определить уровни нейтронного и γ-излучений на внешней поверхности защиты реактора, если плотность потока быстрых и тепловых нейтронов за отражателем соответственно составляет $1{,}2\cdot10^{14}$ б. нейтр./(см²·с) и $2\cdot10^{14}$ т нейтр/(см²·с). Интенсивность γ-излучения равна $8{,}1\cdot10^{14}$ МэВ/(см²·с).

Размер активной зоны $38{,}1\times63{,}5\times62{,}55$ см. Защита состоит из слоев: стали (Fe) $\delta_{Fe}=15$ см; воды (H_2O) $\delta_{H_2O}=100$ см; бетона $\delta_б=120$ см; стали (Fe′) $\delta_{Fe'}=15$ см (см. рис. 13.22).

Решение. Находим объем активной зоны реактора

$$V_{а.з}=38{,}1\cdot63{,}5\cdot62{,}55\approx152\cdot10^3\ \text{см}^3.$$

Определяем эквивалентный радиус активной зоны:

$$V_{а.з}=\frac{4}{3}\pi R_э^3;$$

$$R_э=\sqrt[3]{\frac{3\cdot152\cdot10^3}{4\cdot3{,}14}}\approx33{,}2\ \text{см}.$$

Для определения плотности потока быстрых и тепловых нейтронов при прохождении их через различные материалы используем выражения (13.62), (13.82) и табл. 13.3. Результаты расчета приведены в табл. 13.4.

Таблица 13.3. **Характеристики компонентов защиты**

Материал	x (δ), см	λ, см	L, см	Σ_n, γ, см$^{-1}$	μ, см$^{-1}$	E, МэВ
Fe	15	7,1	1,28	0,221	0,235	7,0
H_2O	100	10,6	2,73	0,0221	0,047	2,23
Бетон	120	11,0	7,18	0,0118	0,063	6,0

Распределение плотности потока нейтронов в защитном материале, нейтр./(см²·с), определяется по формулам (13.62), (13.82).

Распределение плотности потоков быстрых и тепловых нейтронов показано на рис. 13.26 с использованием результатов расчета табл. 13.4. Для пояснения результатов расчета, представленных на диаграмме, составлена табл. 13.5 по распределению плотности потока быстрых, тепловых и замедлившихся быстрых нейтронов в тепловые. Диаграмма на рис. 13.26 разделена на две области — верхнюю и нижнюю.

Диаграмма распределения плотности потока быстрых, тепловых нейтронов и фотонов

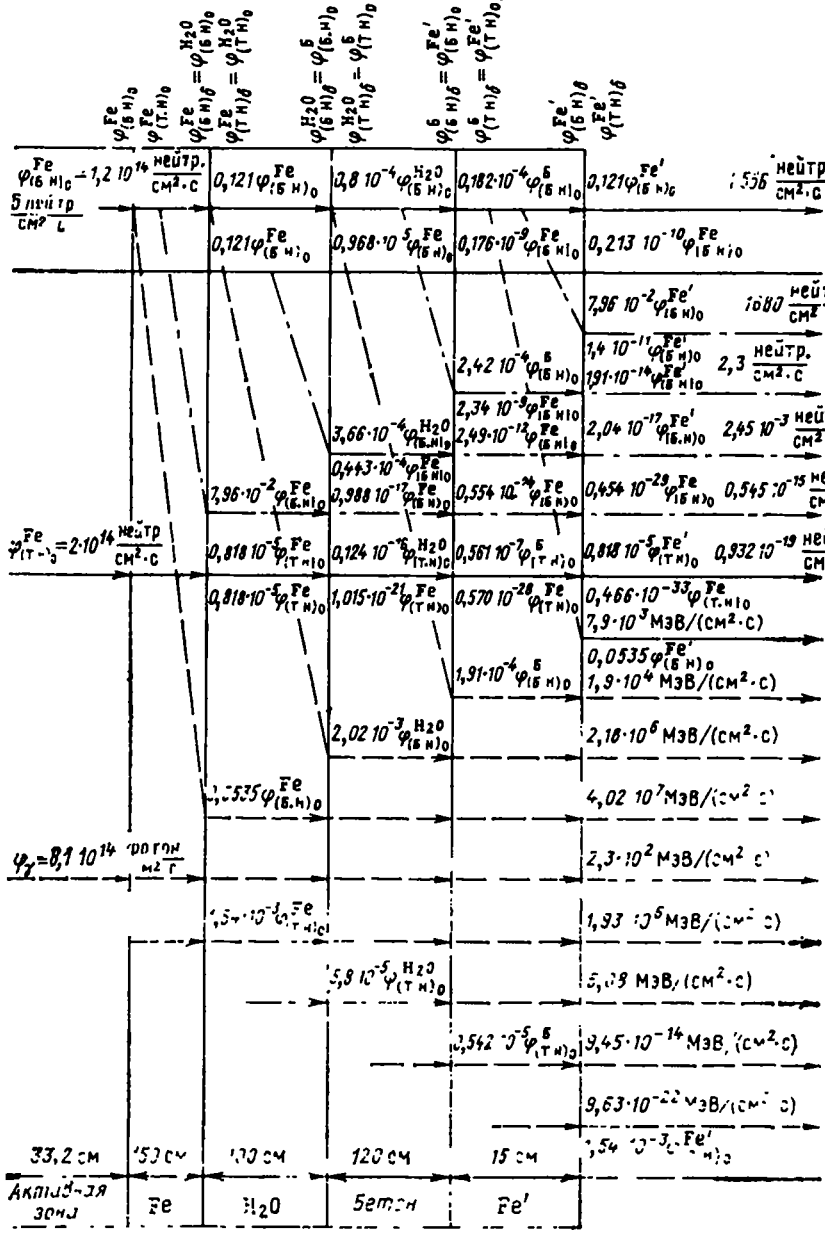


Рис 13 26

Таблица 13.4. Изменение плотности потока быстрых и тепловых нейтронов в защитном материале [по формулам (13.62) и (13 82)]

Материал	$\varphi_{(б\ н)\delta} = \varphi_{(б\ н)_0} e^{-x/\lambda}$	$\varphi_{(т\ н)\delta} = \varphi_{(т\ н)_0} e^{-x/L} + \varphi_{(б\ н)_0} \times \left[\lambda\Sigma_a \left(1 - \frac{L^2}{\lambda^2}\right)\right]^{-1} (e^{-x/\lambda} - e^{-x/L})$
Fe	$\varphi^{Fe}_{(б\ т)\delta} = 0{,}121\varphi^{Fe}_{(б\ н)_0}$	$\varphi^{Fe}_{(т\ н)\delta} = 0{,}818\cdot10^{-5}\varphi^{Fe}_{(т\ н)_0} + 7{,}96\cdot10^{-3}\varphi^{Fe}_{(б\ н)_0}$
H_2O	$\varphi^{H_2O}_{(б\ н)\delta} = 0{,}8\cdot10^{-4}\varphi^{H_2O}_{(б\ н)_0}$	$\varphi^{H_2O}_{(т\ н)\delta} = 0{,}124\cdot10^{-15}\varphi^{H_2O}_{(т\ н)_0} + 3{,}66\cdot10^{-4}\varphi^{H_2O}_{(б\ н)_0}$
Бетон	$\varphi^{Б}_{(б\ н)\delta} = 0{,}182\cdot10^{-4}\varphi^{Б}_{(б\ н)_0}$	$\varphi^{Б}_{(т\ н)\delta} = 0{,}561\cdot10^{-7}\varphi^{Б}_{(т\ н)_0} + 2{,}42\cdot10^{-4}\varphi^{Б}_{(б\ н)_0}$
Fe′	$\varphi^{Fe'}_{(б\ н)\delta} = 0{,}121\varphi^{Fe'}_{(б\ н)_0}$	$\varphi^{Fe'}_{(т\ н)\delta} = 0{,}818\cdot10^{-5}\varphi^{Fe'}_{(т\ н)_0} + 7{,}96\cdot10^{-3}\varphi^{Fe'}_{(б\ н)_0}$

В верхней области диаграммы приведены численные значения (табл. 13.4 и 13.5) по распределению плотности потока быстрых нейтронов в стали (Fe), воде (H_2O), бетоне (Б) и стали (Fe′) с соответствующими обозначениями. Например, $\varphi^{Fe}_{(б\ н)_0}$ и $\varphi^{H_2O}_{(б\ н)\delta}$ — плотности потоков быстрых нейтронов в стали при $x=0$ и в воде при $x=\delta$.

В нижней области диаграммы даны аналогичные значения для тепловых нейтронов.

Штрихпунктирные наклонные линии, соединяющие верхнюю область с нижней, а затем идущие через нижнюю область, представляют плотность потока замедлившихся быстрых нейтронов.

Зная распределение плотности потока для тепловых нейтронов в защитных материалах, длину диффузии L и релаксации λ, толщину δ и коэффициенты ослабления μ, можно определить по выражениям (13.99) и (13.101) плотность потока захватного γ-излучения по обеим сторонам каждого защитного слоя. При расчете защиты реактора определяется только захватное γ-излучение, которое направлено в противоположную сторону от активной зоны

Таблица 13.5. Плотность потока нейтронов в защитном материале при $x=0$, $x=\delta$

Нейтроны	Активная зона	Fe (сталь)	H_2O (вода)
Быстрые	$\varphi^{Fe}_{(б\,я)_0} =$ $= 1{,}2\cdot10^{14}$ б. нейтр./ /(см$^2\cdot$с)	$\varphi^{Fe}_{(я.я)_\delta} = \varphi^{H_2O}_{(б.я)_0} =$ $= 0{,}121\varphi^{Fe}_{(б.я)_0}$	$\varphi^{H_2O}_{(б.я)_\delta} = \varphi^{B}_{(б.я)_0} =$ $= 0{,}8\cdot10^{-4}\varphi^{H_2O}_{(б.я)_0} =$ $= 0{,}8\cdot10^{-4}\cdot0{,}121\varphi^{Fe}_{(б.я)_0} =$ $= 0{,}968\cdot10^{-5}\varphi^{Fe}_{(б.я)_0}$
Тепловые	$\varphi^{Fe}_{(т.я)_0} =$ $= 2\cdot10^{14}$ т. нейтр./ /(см$^2\cdot$с)	$\varphi^{Fe}_{(т.я)_\delta} = \varphi^{H_2O}_{(т.я)_0} =$ $= 0{,}818\cdot10^{-4}\varphi^{Fe}_{(т.я)_0}$	$\varphi^{H_2O}_{(т.я)_\delta} = \varphi^{B}_{(т.я)_0} =$ $= 1{,}24\cdot10^{-16}\varphi^{H_2O}_{(т.я)_0} =$ $= 0{,}124\cdot10^{-15}\cdot0{,}818\times$ $\times\,10^{-5}\varphi^{Fe}_{(т.я)_0} =$ $= 1{,}015\cdot10^{-21}\varphi^{Fe}_{(т.я)_0}$
Быстрые, замедлившиеся в тепловые	—	$\varphi^{Fe}_{(т\,я)_\delta} = \varphi^{H_2O}_{(т\,я)_0} =$ $= 7{,}96\cdot10^{-5}\varphi^{Fe}_{(б.я)_0}$	$\varphi^{H_2O}_{(т.я)_\delta} = \varphi^{B}_{(т.я)_0} =$ $= 0{,}124\cdot10^{-15}\varphi^{H_2O}_{(т.я)_0} =$ $= 7{,}96\cdot10^{-6}\cdot0{,}124\times$ $\times\,10^{-15}\varphi^{Fe}_{(б.я)_0} =$ $= 0{,}988\cdot10^{-17}\varphi^{Fe}_{(б.я)_0}$
Быстрые, замедлившиеся в тепловые	—	—	$\varphi^{H_2O}_{(т.я)_\delta} = \varphi^{B}_{(т.я)_0} =$ $= 3{,}66\cdot10^{-4}\varphi^{H_2O}_{(б.я)_0} =$ $= 3{,}66\cdot10^{-4}\cdot0{,}121\varphi^{Fe}_{(б.я)_0} =$ $= 0{,}443\cdot10^{-4}\varphi^{Fe}_{(б.я)_0}$

Бетон	Fe′ (сталь)	За защитой, нейтр /(см²·с)
$\varphi^{B}_{(б.н)\delta} = \varphi^{Fe'}_{(б.н)0} = 0{,}182 \times$ $\times 10^{-4}\varphi^{B}_{(б.н)0} = 0{,}182 \times$ $\times 10^{-4} \cdot 0{,}968 \cdot 10^{-4}\varphi^{Fe}_{(б\ н)0} =$ $= 0{,}176 \cdot 10^{-8}\varphi^{Fe}_{(б\ н)0}$	$\varphi^{Fe'}_{(б.н)\delta} = 0{,}121 \cdot \varphi^{Fe'}_{(б\ н)0} =$ $= 0{,}121 \cdot 0{,}176 \times$ $\times 10^{-8}\varphi^{Fe}_{(б\ н)0} = 0{,}213 \times$ $\times 10^{-12}\varphi^{Fe}_{(б\ н)0}$	$\varphi_{(б\ н)} = 0{,}213 \times$ $\times 10^{-12}\varphi^{Fe}_{(б.н)0} = 0{,}213 \times$ $\times 10^{-12} \cdot 1{,}2 \cdot 10^{14} = 2556$
$\varphi^{B}_{(т.н)\delta} = \varphi^{Fe'}_{(т.н)0} = 0{,}561 \times$ $\times 10^{-7}\varphi^{B}_{(б.н)0} = 0{,}561 \times$ $\times 10^{-7} \cdot 1{,}015 \cdot 10^{-21}\varphi^{Fe}_{(т.н)0} =$ $= 0{,}57 \cdot 10^{-28}\varphi^{Fe}_{(т\ н)0}$	$\varphi^{Fe'}_{(т.н)\delta} = 0{,}818 \times$ $\times 10^{-5}\varphi^{Fe'}_{(т.н)0} = 0{,}818 \times$ $\times 10^{-5} \cdot 0{,}57 \times$ $\times 10^{-28}\varphi^{Fe}_{(т\ н)0} =$ $= 0{,}466 \cdot 10^{-33}\varphi^{Fe}_{(т.н)0}$	$\varphi_{(т.н)} = 0{,}466 \times$ $\times 10^{-33}\varphi^{Fe}_{(т.н)0} = 0{,}466 \times$ $\times 10^{-33} \cdot 2 \cdot 10^{14} =$ $= 0{,}932 \cdot 10^{-14}$
$\varphi^{B}_{(т.н)\delta} = \varphi^{Fe'}_{(т.н)0} = 0{,}561 \times$ $\times 10^{-7}\varphi^{B}_{(б.н)0} = 0{,}561 \times$ $\times 10^{-7} \cdot 0{,}988 \cdot 10^{-17}\varphi^{Fe}_{(б.н)0} =$ $= 0{,}554 \cdot 10^{-24}\varphi^{Fe}_{(б.н)0}$	$\varphi^{Fe'}_{(т\ н)\delta} = 0{,}818 \times$ $\times 10^{-5}\varphi^{Fe'}_{(т\ н)0} = 0{,}818 \times$ $\times 10^{-5} \cdot 0{,}554 \times$ $\times 10^{-24}\varphi^{Fe}_{(б\ н)0} = 0{,}454 \times$ $\times 10^{-29}\varphi^{Fe}_{(б.н)0}$	$\varphi_{(т\ н)} = 0{,}454 \cdot 10^{-29} \times$ $\times 1{,}2 \cdot 10^{14} = 0{,}545 \cdot 10^{-15}$
$\varphi^{B}_{(т.н)\delta} = \varphi^{Fe'}_{(т.н)0} = 0{,}561 \times$ $\times 10^{-7}\varphi^{B}_{(б.н)0} = 0{,}561 \times$ $\times 10^{-7} \cdot 0{,}443 \cdot 10^{-4}\varphi^{Fe}_{(б.н)0} =$ $= 2{,}49 \cdot 10^{-12}\varphi^{Fe}_{(б.н)0}$	$\varphi^{Fe'}_{(т.н)\delta} = 0{,}818 \times$ $\times 10^{-5}\varphi^{Fe'}_{(т.н)0} = 0{,}818 \times$ $\times 10^{-5} \cdot 2{,}49 \times$ $\times 10^{-12}\varphi^{Fe}_{(б.н)0} = 2{,}04 \times$ $\times 10^{-17}\varphi^{Fe}_{(б.н)0}$	$\varphi_{(т.н)} = 2{,}04 \cdot 10^{-17} \times$ $\times 1{,}2 \cdot 10^{14} = 2{,}45 \cdot 10^{-3}$

Нейтроны	Активная зона	Fe (сталь)	H_2O (вода)
Быстрые, замедлившиеся в тепловые	—	—	—
Быстрые, замедлившиеся в тепловые	—	—	—

реактора, т. е. по выражению (13.101). Результаты расчета приведены в табл. 13.6.

Для вычисления интегральной показательной функции $E_1(x)$, $-E_1(-x)$ (табл. 13.7) при малых значениях $x(0<x<5)$ можно пользоваться табл. П.5 или разложением в ряд:

$$E_1(x) = -\left[C + \ln x - \frac{x}{1\cdot 1!} + \frac{x^2}{2\cdot 2!} - \frac{x^3}{3\cdot 3!} + \frac{x^4}{4\cdot 4!} - \ldots\right]; \tag{13.106}$$

$$C = 0{,}5772.$$

При больших значениях $x>5$ находят $E_1(x) = F\frac{e^{-x}}{x}$, где F определяют по табл. 13.7.

Для больших значений x величины F могут быть вычислены с помощью асимптотических рядов

$$F = 1 - \frac{1!}{x} + \frac{2!}{x^2} - \frac{3!}{x^3} + \frac{4!}{x^4} - \ldots \tag{13.107}$$

Для определения плотности потока захватного γ-излучения, возникшего от замедлившихся быстрых нейтронов, воспользуемся выражением (13.105). Результаты расчета приведены в табл. 13.8.

Продолжение табл. 13.5

Бетон	Fe′ (сталь)	За защитой, нейтр./(см²·с)
$\varphi^{Б}_{(т.н)\delta} = \varphi^{Fe'}_{(т.н)0} = 2{,}42 \times$ $\times 10^{-4}\varphi^{B}_{(б.н)0} = 2{,}42 \cdot 10^{-4} \times$ $\times 0{,}968 \cdot 10^{-5}\varphi^{Fe}_{(б\,н)0} =$ $= 2{,}34 \cdot 10^{-9}\varphi^{Fe}_{(б.н)0}$	$\varphi^{Fe'}_{(т.н)\delta} = 0{,}818 \times$ $\times 10^{-8}\varphi^{Fe'}_{(б.н)0} = 0{,}818 \times$ $\times 10^{-5} \cdot 2{,}34 \cdot 10^{-9}\varphi^{Fe}_{(б.н)0} =$ $= 1{,}91 \cdot 10^{-14}\varphi^{Fe}_{(б.н)0}$	$\varphi_{(т.н)} = 0{,}191 \cdot 10^{-14} \times$ $\times 1{,}2 \cdot 10^{14} = 2{,}3$
—	$\varphi^{Fe'}_{(т\,н)\delta} = 7{,}96 \times$ $\times 10^{-2}\varphi^{Fe'}_{(б.н)0} \cdot 0{,}176 \times$ $\times 10^{-9}\varphi^{Fe}_{(б\,н)0} = 1{,}4 \times$ $\times 10^{-11}\varphi^{Fe}_{(б.н)0}$	$\varphi_{(т.н)} = 1{,}4 \cdot 10^{-11} \times$ $\times 1{,}2 \cdot 10^{14} = 1680$

Численные распределения плотности потока захватного γ-излучения нанесены также на рис. 13.26 в виде пунктирных линий: наклонные пунктирные линии (затем переходящие в горизонтальные) относятся к захватному γ-излучению от замедлившихся быстрых нейтронов, горизонтальные пунктирные линии — к захватному γ-излучению от тепловых нейтронов. Длинная пунктирная линия относится к распределению плотности потока γ-излучения от активной зоны реактора.

Чтобы определить ослабление плотности потока φ_γ γ-излучения в компонентах защиты, используем формулу (13.60б)

$$\varphi_\gamma = \varphi'_\gamma E_1(\Sigma\mu\delta)\overline{B}_{сл}, \qquad (13.108)$$

где φ'_γ — плотность потока захватного γ-излучения; $E_1(\Sigma\mu\delta)$ — интегральная показательная функция от суммарного числа длин свободного пробега; $\overline{B}_{сл}$ — средний фактор накопления с учетом всех слоев защиты, который определяется по формуле

$$\overline{B}_{сл} = \frac{\sum\limits_i \left\{B_i \left[\sum\limits_i (\mu\delta)_i\right](\mu\delta)_i\right\}}{\sum\limits_i (\mu\delta_i)}, \qquad (13.109)$$

где B_i — фактор накопления рассеянного γ-излучения i-го материала от суммарного числа длин свободного пробега всех компонентов $\Sigma(\mu\delta)_i$ при энергии источника; $(\mu\delta)_i$ — длина свободного пробега i-го материала. Рассмотрим вычисление $\overline{B}_{сл}$ на примере.

Таблица 13.6. **Плотность потока захватного γ-излучения от тепловых нейтронов [формула (13.101)]**

Материал	E_γ, МэВ	μ, см$^{-1}$	L, см	λ, см	$\Sigma_{\text{п}, \gamma}$, см$^{-1}$	δ, см	$-\frac{1}{2}\varphi_{(\text{т н})_0}\Sigma_{\text{п}, \gamma}\,Le^{-\delta/L}$	$\left\{E_1\left[(\mu L-1)\frac{\delta}{L}\right]\right.$	$-e^{\delta/L}E_1\times$ $\times\left(\mu L\frac{\delta}{L}\right)$	$\left.+\ln\left\lvert\frac{\mu L-1}{\mu L}\right\rvert\right\}$	φ_γ, фотон/(см^2·с)
Fe	7,0	0,235	1,28	7,1	0,221	15	$-\varphi^{\text{Fe}}_{(\text{т н})_0}\,0{,}115\cdot10^{-5}\times$	$\{-5{,}13\cdot10^3$	$-8{,}25\cdot10^2$	$+0{,}842\}$	$=1{,}54\cdot10^{-3}\,\varphi^{\text{Fe}}_{(\text{т.н})_0}$
H_2O	2,23	0,047	2,73	10,6	0,0221	100	$-\varphi^{\text{H}_2\text{O}}_{(\text{т.н})_0}\,0{,}373\cdot10^{-18}\times$	$\{-0{,}233\cdot10^{18}$	$-13{,}04\cdot10^{13}$	$+1{,}917\}$	$-5{,}8\cdot10^{-5}\,\varphi^{\text{H}_2\text{O}}_{(\text{т н})_0}$
Бетон	6,0	0,063	7,18	11,0	0,0118	120	$-\varphi^{\text{Б}}_{(\text{т н})_0}\,0{,}238\cdot10^{-8}\times$	$\{-1{,}193\cdot10^3$	$-1{,}098\cdot10^3$	$+1{,}91\}$	$=0{,}542\cdot10^{-5}\times$ $\times\,\varphi^{\text{Б}}_{(\text{т н})_0}$
Fe′	7,0	0,235	1,28	7,1	0,221	15	$-\varphi^{\text{Fe}'}_{(\text{т н})_0}\,0{,}115\cdot10^{-5}\times$	$\{-5{,}13\cdot10^2$	$-8{,}25\cdot10^2$	$+0{,}842\}$	$=1{,}54\cdot10^{-3}\,\varphi^{\text{Fe}'}_{(\text{т н})_0}$

Таблица 13.7. **Функция $F(x)$ для определения $E_1(x)$**

x	5	10	15	20	25	30	35	40
F	0,852	0,916	0,941	0,955	0,963	0,969	0,973	0,975

Таблица 13.8. Плотность потока захватных фотонов от быстрых нейтронов, замедлившихся в тепловые [формула (13.105)]

Материал	$\frac{1}{2}\varphi_{(\text{б.н})_0}\left(1-\frac{L^2}{\lambda^2}\right)^{-1}\times$	$\left\{-e^{-\delta/\lambda}\right.$	$\left.E_1\left[(\mu\lambda-1)\frac{\delta}{\lambda}\right]\right.$	$-e^{\sigma/\lambda}E_1\left(\mu\lambda\frac{\delta}{\lambda}\right)$	$\left.+\ln\left\lvert\frac{\mu\lambda-1}{\mu\lambda}\right\rvert\right\}+$
Fe	$\varphi^{Fe}_{(\text{б н})_0}$ 0,517×	{—0,121	{0,1145	—0,056	—0,913}+
H_2O	$\varphi^{H_2O}_{(\text{б н})_0}$ 0,536×	{$-8{,}03\cdot10^{-5}$	{—32,97	—20,2	+0,01}+
Бетон	$\varphi^{Б}_{(\text{б.ц})_0}$ 0,872×	{$-1{,}85\cdot10^{-5}$	{—12,58	—3,33	—0,812}+
Fe′	$\varphi^{Fe'}_{(\text{б н})_0}$ 0,517×	{—0,121	{0,1145	—0,056	—0,913}+

Продолжение табл. 13.8

Материал	$+\frac{L}{\lambda}e^{-\delta/L}$	$\left\{E_1\left[(\mu L-1)\frac{\delta}{L}\right]\right.$	$-e^{\delta/L}E_1\left(\mu L\frac{\delta}{L}\right)$	$\left.+\ln\left\lvert\frac{\mu L-1}{\mu L}\right\rvert\right\}\}$	$=\varphi_\gamma''$ фотон/(см²·с)
Fe	$+1{,}5\cdot10^{-6}\times$	{$-5{,}13\cdot10^{2}$	$-8{,}25\cdot10^{2}$	+0,842}}	$=0{,}0535\varphi^{Fe}_{(\text{б.н})_0}$
H_2O	$+0{,}325\cdot10^{-10}\times$	{$-0{,}232\cdot10^{13}$	$-1{,}29\cdot10^{13}$	+1,92}}	$=2{,}02\cdot10^{-3}\ \varphi^{H_2O}_{(\text{б.н})_0}$
Бетон	$+0{,}365\cdot10^{-7}\times$	{$-1{,}162\cdot10^{3}$	$-1{,}1\cdot10^{3}$	+0,19}}	$=1{,}91\cdot14^{-4}\ \varphi^{Б}_{(\text{б.н})_0}$
Fe′	$+1{,}5\cdot10^{-6}\times$	{$-5{,}13\cdot10^{2}$	$-8{,}25\cdot10^{2}$	+0,842}}	$=0{,}0535\ \varphi^{Fe'}_{(\text{б.н})_0}$

Таблица 13.9. Ослабление плотности потока фотонов в компонентах защиты

Участок возникновения фотонов и их энергия, МэВ	Fe (сталь), δ=15 см			H_2O (вода), δ=100 см			Бетон, δ=120 см		
	μ, $см^{-1}$	$\mu\delta$	$B_{Fe}(\Sigma\mu\delta)$	μ, $см^{-1}$	$\mu\delta$	$B_{H_2O}(\Sigma\mu\delta)$	μ, $см^{-1}$	$\mu\delta$	$B_Б(\Sigma\mu\delta)$
Активная зона $E_\gamma = 2$	0,333	5,0	25,8	0,0493	4,93	25,6	0,104	12,47	40,52
Fe (сталь) $E_\gamma = 7$				0,0259	2,595	5,53	0,06	7,2	5,65
H_2O (вода) $E_\gamma = 2{,}23$							0,097	11,63	16,2
Бетон $E_\gamma = 6$									
Fe′ (сталь) $E_\gamma = 7$									

Пусть число длин свободного пробега для четырех компонентов защиты (сталь, вода, бетон, сталь) будет

$$(\mu\delta)_{Fe} = 5; \quad (\mu\delta)_{H_2O} = 5; \quad (\mu\delta)_б = 15; \quad (\mu\delta)_{Fe'} = 5.$$

Тогда $\Sigma(\mu\delta)_i = 30$

$$\overline{B}_{сл} = \frac{[B_{Fe}(30)]\cdot 5 + [B_{H_2O}(30)]\cdot 5 + [B_б(30)]\cdot 15 + [B_{Fe'}(30)]\cdot 5}{30},$$

где B_{Fe} (30), B_{H_2O} (30), $B_б$ (30) определяются по энергии источника γ-излучения.

В табл. 13.9 определены значения $B_i(\Sigma\mu\delta)$ и $\overline{B}_{сл}$, а по формуле (13.108) — φ_γ. В табл. 13.10 приведены результаты расчетов интенсивностей γ-излучения из активной зоны и захватного γ-излучения за защитой по формуле

$$\varphi_w = \varphi'_\gamma \{E_1(\Sigma\mu\delta)\}\,\overline{B}_{сл} E_\gamma = \varphi''_\gamma E_\gamma. \qquad (13.110)$$

Fe′ (сталь), δ=15 см			За защитой			
μ, см$^{-1}$	$\mu\delta$	$B_{Fe'}(2\mu\delta)$	$2\mu\delta$	$\overline{B}_{сл}$	$E_1(2\mu\delta)$	$\varphi_\gamma' = \varphi_\gamma' E_\gamma (2\mu\delta)\, \overline{B}_{сл}$, фотон/см^2·с
0,333	5,0	25,8	27,40	32,40	$0{,}45\cdot10^{-14}$	$14{,}6\cdot10^{-14}\,\varphi_\gamma'$
0,237	3,55	6,86	13,35	5,96	$1{,}12\cdot10^{-7}$	$6{,}66\cdot10^{-7}\,\varphi_\gamma'$
0,821	4,82	14,5	16,45	15,7	$2{,}13\cdot10^{-9}$	$33{,}3\cdot10^{-9}\,\varphi_\gamma'$
0,240	3,6	2,33	3,6	2,33	$6{,}16\cdot10^{-9}$	$1{,}47\cdot10^{-8}\,\varphi_\gamma'$

Из рис. 13.26 и табл. 13.5 и 13.10 видно, что определяющими излучениями в избранной защите являются быстрые нейтроны [2556 б. нейтр./(см^2·с)] и захватное γ-излучение от замедлившихся быстрых нейтронов в первом защитном слое стали [$3{,}62\times$ $\times10^6$ МэВ/(см^2·с)], а также γ-излучение от поглотившихся во втором защитном слое тепловых нейтронов [$9{,}57\cdot10^2$ МэВ/(см^2·с)]. Для снижения уровня γ-излучения до предельно допустимого значения необходимо определить дополнительную защиту. Наибольшей интенсивностью излучения за защитой ядерного реактора обладает захватное γ-излучение от замедлившихся быстрых нейтронов в первом защитном слое стали — $3{,}62\cdot10^6$ МэВ/(см^2·с). Определим мощность экспозиционной дозы, создаваемую этой интенсивностью излучения в воздухе [см. формулу (4.11б)]:

$$\dot{X} = \varphi_w \gamma_{tr}^{в} \frac{1{,}6\cdot10^{-6}\cdot10^6}{0{,}114} = 14\varphi_w\gamma_{tr}^{в},\ \text{мкР/с}.$$

При $E_\gamma=7{,}0$ МэВ $\gamma_{tr}^{в}=2{,}045\cdot10^{-5}$ см$^{-1}$. Тогда $\dot{X}=3{,}62\cdot10^6\times$ $\times2{,}045\cdot10^{-5}\cdot14=1040$ мкР/с.

Таблица 13.10. Интенсивность фотонов за защитой [формула (13.110)]

Нейтроны	Компоненты защиты	$\varphi_{\text{ш}} = \varphi'_{\gamma}\{E_i(\Sigma\mu\delta)\}\,\overline{B}_{\text{сл}}\,E_{\gamma} = \varphi_{\gamma}E_{\gamma}$, МэВ/(см²·с)
	А. З.	$\varphi_{\text{ш}\gamma\text{А З}} = 14{,}6\cdot10^{-14}\,\varphi_{\gamma}E_{\gamma\text{А З}} = 14{,}6\cdot10^{-14}\cdot8{,}1\cdot10^{14}\cdot2 = 230$
Тепловые	Fe	$1{,}54\cdot10^{-3}\,\varphi^{\text{Fe}}_{(\text{т. н})_0}\cdot6{,}66\cdot10^{-7}\,E^{\text{Fe}}_{\gamma} = 1{,}54\cdot10^{-3}\cdot0{,}818\cdot10^{-5}\cdot2\cdot10^{14}\cdot6{,}66\cdot10^{-7}\cdot7 = 11{,}75$
	H_2O	$5{,}8\cdot10^{-5}\,\varphi^{\text{H}_2\text{O}}_{(\text{т. н})_0}\cdot3{,}33\cdot10^{-9}\,E^{\text{H}_2\text{O}}_{\gamma} = 5{,}8\cdot10^{-5}\cdot1{,}015\cdot10^{-21}\cdot2\cdot10^{14}\cdot33{,}3\cdot10^{-9}\cdot2{,}23 = 8{,}74\cdot10^{-19}$
	Бетон	$0{,}542\cdot10^{-5}\,\varphi^{\text{Б}}_{(\text{т. н})_0}\cdot1{,}47\cdot10^{-2}\,E^{\text{Б}}_{\gamma} = 0{,}542\cdot10^{-5}\cdot0{,}57\cdot10^{-23}\cdot2\cdot10^{14}\cdot1{,}47\cdot10^{-2}\cdot6 = 5{,}45\cdot10^{-16}$
	Fe′	$1{,}54\cdot10^{-3}\,\varphi^{\text{Fe}'}_{(\text{т. н})_0}\cdot2\cdot E^{\text{Fe}'}_{\gamma} = 1{,}54\cdot10^{-3}\cdot0{,}466\cdot10^{-23}\cdot2\cdot10^{14}\cdot1\cdot7 = 2{,}44\cdot10^{-22}$
Быстрые	Fe	$0{,}0535\,\varphi^{\text{Fe}}_{(\text{б. н})_0}\cdot6{,}66\cdot10^{-7}\,E^{\text{Fe}}_{\gamma} = 5{,}35\cdot10^{-2}\cdot0{,}121\cdot1{,}2\cdot10^{14}\cdot6{,}66\cdot10^{-7}\cdot7{,}0 = 3{,}62\cdot10^{6}$
	H_2O	$2{,}02\cdot10^{-3}\,\varphi^{\text{H}_2\text{O}}_{(\text{б. н})_0}\cdot3{,}33\cdot10^{-9}\,E^{\text{H}_2\text{O}}_{\gamma} = 2{,}02\cdot10^{-3}\cdot0{,}968\cdot10^{-5}\cdot1{,}2\cdot10^{14}\cdot33{,}3\cdot10^{-9}\cdot2{,}23 = 1{,}74\cdot10^{3}$
	Бетон	$1{,}91\cdot10^{-4}\,\varphi^{\text{Б}}_{(\text{б. н})_0}\cdot1{,}47\cdot10^{-2}\,E^{\text{Б}}_{\gamma} = 1{,}91\cdot10^{-4}\cdot0{,}176\cdot10^{-9}\cdot1{,}2\cdot10^{14}\cdot1{,}47\cdot10^{-2}\cdot6 = 3{,}56\cdot10^{-1}$
	Fe′	$0{,}0535\,\varphi^{\text{Fe}'}_{(\text{б. н})_0}\cdot1\cdot E^{\text{Fe}'}_{\gamma} = 5{,}35\cdot10^{-2}\cdot0{,}213\cdot10^{-10}\cdot1{,}2\cdot10^{14}\cdot1\cdot7 = 9{,}57\cdot10^{2}$

Определим кратность ослабления ($\dot{X}_{\text{дмд}_\text{А}} = 0{,}772$ мкР/с)

$$k = \frac{\dot{X}}{\dot{X}_{\text{дмд}_\text{А}}} = \frac{1040}{0{,}772} = 1350.$$

В качестве дополнительной защиты выбираем, например, сталь (Fe) и бетон:

$$k = k_{\text{Fe}} k_{\text{б}} = 5 \cdot 270.$$

По табл. П.2 и П.3 определяем дополнительную защиту: около 10 см стали (Fe) и около 110 см бетона. Следовательно, компоненты, удовлетворяющие условиям защиты от γ-излучения, будут иметь следующие размеры: 25 см стали (Fe), 100 см воды, 230 см бетона и 15 см стали (Fe′).

Принятые размеры толщины защиты снизят плотность потока быстрых нейтронов ниже предельно допустимого значения:

$$\varphi^{\text{Fe}'}_{(\text{б.н})_\delta} = \varphi^{\text{Fe}}_{(\text{б н})_0} e^{-x_{\text{Fe}}/\lambda_{\text{Fe}}} e^{-x_{\text{H}_2\text{O}}/\lambda_{\text{H}_2\text{O}}} e^{-x_{\text{б}}/\lambda_{\text{б}}} e^{-x_{\text{Fe}'}/\lambda_{\text{Fe}'}} = 1{,}2 \cdot 10^{14} e^{-25/7{,}1} \times$$

$$\times e^{-100/10{,}6} e^{-230/11{,}0} e^{-15/7{,}1} = 1{,}2 \cdot 10^{14} \cdot 0{,}6 \cdot 10^{-15} \approx$$

$$\approx 7 \cdot 10^{-2} \text{ нейтр./(см}^2 \cdot \text{с)}.$$

Глава 14

ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА И ОХРАНА ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Новая Конструкция СССР (Основной Закон) Союза Советских Социалистических Республик гарантирует и обеспечивает охрану окружающей среды:

статья 18 — «В интересах настоящего и будущих поколений в СССР принимаются необходимые меры для охраны и научно обоснованного, рационального использования земли и ее недр, водных ресурсов, растительного и животного мира, для сохранения в чистоте воздуха и воды, обеспечения воспроизводства природных богатств и улучшения окружающей человека среды»;

статья 67 — «Граждане СССР обязаны беречь природу, охранять ее богатства»;

статья 131 — «В пределах своих полномочий Совет Министров СССР: ...разрабатывает и осуществляет меры... по рациональному использованию и охране природных ресурсов...»

статья 147 — «В пределах своих полномочий местные Советы народных депутатов ...координируют и контролируют деятельность предприятий в области землепользования, охраны природы...».

Проблема охраны окружающей среды от загрязнения вредными выбросами промышленности и других отраслей народного хозяйства и рационального использования природных ресурсов является одной из актуальнейших на современном этапе развития общества. Этой проблеме уделено особое внимание в документах

съездов КПСС, в Постановлениях ЦК КПСС и Совета Министров СССР («Об усилении охраны природы и улучшении использования природных ресурсов», 1972 г., «О дополнительных мерах по усилению охраны природы и улучшению природных ресурсов», 1979 г., «Об охране атмосферного воздуха», 1980 г. и др.).

«Использовать природу можно по-разному. Можно — и история человечества знает тому немало примеров — оставлять за собой бесплодные, безжизненные, враждебные человеку пространства. Но можно и нужно облагораживать природу, помогать природе полнее раскрывать ее жизненные силы» — говорится в материалах XXV съезда КПСС.

Проблема защиты окружающей среды от загрязнений стала такой же жизненно важной, как и задача обеспечения человечества продуктами питания.

Охрана окружающей среды от загрязнения радионуклидами, образующимися при работе АЭС, обеспечивается соблюдением Санитарных правил проектирования и эксплуатации АЭС (СП АЭС—79), Норм радиационной безопасности (НРБ—76), Основных санитарных правил работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений (ОСП—72/80), Общих положений обеспечения безопасности АЭС при проектировании, строительстве и эксплуатации (ОПБ АЭС—82), Правил радиационной безопасности при эксплуатации атомных электростанций (ПРБ АЭС—82)

Научно-технический и социальный прогресс возможен только в условиях увеличения количества потребления годовой мощности электроэнергии на одного человека (в кВт/чел). Для промышленно развитых стран этот показатель находится в пределах 0,95—1,3 кВт/чел.

Выработка электроэнергии производится за счет возобновляемых (воды рек, ветер, энергия морских приливов и отливов, солнечная энергия, геотермальные воды) и невозобновляемых (нефть, природный газ, угли, горючие сланцы, торф, уран, торий) природных энергетических ресурсов. Перечисленные энергоресурсы называют первичными. Доля извлекаемых в настоящее время невозобновляемых энергоресурсов (без ядерных), которая характеризует их запасы, лежит в диапазоне от 6 % для угля до 40 % для нефти, а в среднем в мире извлекается менее 10 % энергоресурсов органических топлив.

Из возобновляемых источников энергии только гидроэнергоресурсы производят незначительную часть энергии в мире (около 1,5 %), другие невозобновляемые ресурсы не имеют большого значения в современном энергетическом балансе. Расчеты показывают, что в 2020 г. около 50 % энергопотребностей будет обеспечено за счет сжигания органического топлива (в основном угля). Гидроэнергетические ресурсы не позволяют удовлетворить будущие потребности в энергии, они будут играть только вспомогательную роль. Мировые запасы урана смогут обеспечить на мно-

гие столетия не только электроэнергетику, но и потребность в топливе для атомных теплоэлектроцентралей (АТЭЦ) и атомных станций теплоснабжения (АСТ) для отопления городов. Одна тонна природного урана может заменить 20—30 тыс. т высококачественного каменного угля. При выборе запасов энергоресурсов необходимо обращать внимание также на экономичность способа производства энергии и степень воздействия АЭС на окружающую среду и население.

В программе развития ядерной энергетики намечено развивать освоение реакторов на быстрых нейтронах и термоядерных реакторов как для выработки электроэнергии, так и в сферах производства промышленного и бытового тепла. Только развитие ядерной энергетики обеспечит человечество необходимым количеством энергии и сохранит чистой биосферу.

Ядерной энергетике, как и другим отраслям промышленности, присущи потенциально опасные факторы загрязнения окружающей среды. Однако заранее, на стадии проектирования, а затем до следующего монтажа и эксплуатации АЭС всегда предусматривалось обеспечение радиационной безопасности персонала и окружающего станцию населения.

Из всех невозобновляемых видов энергии производство энергии АЭС представляет собой минимально опасное для окружающей среды.

Кроме того, производство единицы энергии в ядерной энергетике требует значительно меньше трудовых и материальных затрат, чем в энергетике, основанной на возобновляемых источниках энергии.

14.1. ПУТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ОТХОДОВ НА ЧЕЛОВЕКА

При работе АЭС образуются жидкие, твердые и газоаэрозольные радиоактивные отходы, имеющие высокую активность. Радиоактивные отходы образуются в результате процесса деления ядерного топлива, активации материалов оборудования и теплоносителя, а также продуктов коррозии. При работе атомных станций производится контроль за образованием радиоактивных отходов как внутри станции, так и за их выбрасыванием за защитные барьеры во внешнюю среду. При этом жидкие и газоаэрозольные радиоактивные отходы подвергаются очистке на многоступенчатых фильтрах, выдержке в специальных емкостях до допустимых концентраций, а затем выбрасываются через вентиляционные трубы, подвергаясь дополнительно многократному разбавлению атмосферным воздухом. Таким образом радионуклиды поступают в окружающую среду.

Избежать воздействия радиоактивных продуктов АЭС на окружающую среду практически невозможно. Отсюда следует, что надо заботиться о минимизации воздействия АЭС на окружающую среду и человека. Критерием воздействия ионизирующего излуче-

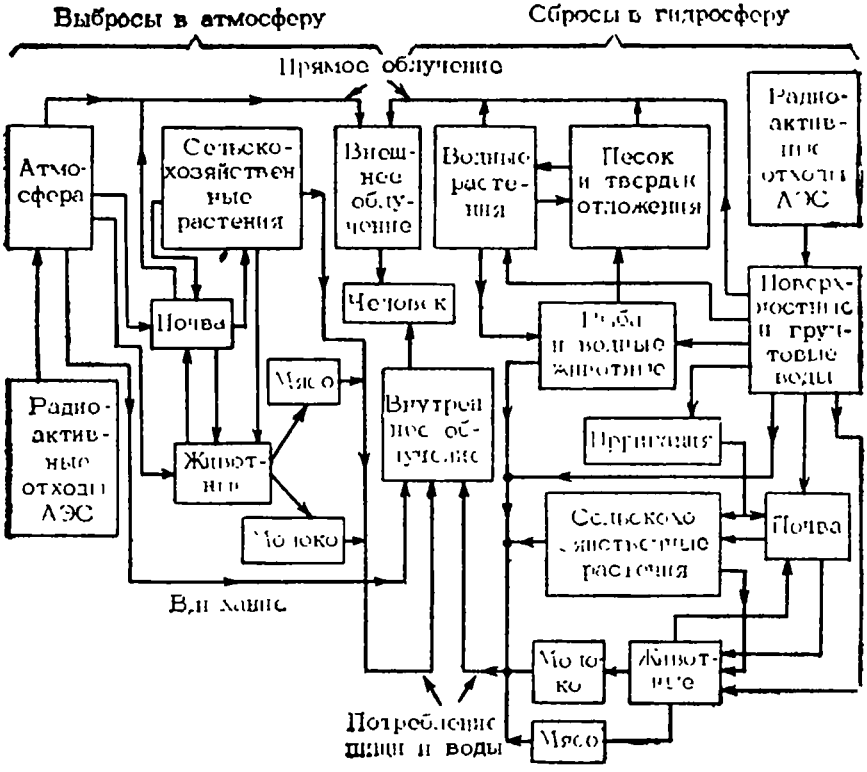


Рис 14 1

ния на население являются дозовые пределы и их производные, нормированные НРБ—76.

На рис. 14.1 показаны пути воздействия газоаэрозольных и жидких радиоактивных отходов АЭС на человека. Воздух с газоаэрозольными отходами, выбрасываемый вентиляционной трубой, образует над землей факел, который постепенно размывается атмосферным воздухом, увеличиваясь в размерах. Радионуклиды, находящиеся в факеле, создают прямое внешнее облучение человека. Аэрозольные нуклиды оседают на почву, а следовательно, накапливаются в сельскохозяйственных растениях, животных вблизи АЭС; вместе с мясом, молоком и растениями создают внутреннее облучение человека. Радиоактивные газоаэрозоли могут попадать также в организм вместе с вдыхаемым воздухом. Внешнее и особенно внутреннее облучение человека могут создаваться в результате поступления радионуклидных отходов в поверхностные и грунтовые воды. Жидкие радиоактивные отходы, попавшие в воду, как и аэрозольные отходы, осевшие из факела в воду водоема, могут попасть в организм человека вместе с питьевой водой или по пищевым цепочкам: вода — водные растения — рыба — человек.

вода — сельскохозяйственные растения — молоко — мясо — человек.

Чтобы исключить поступление радиоактивных отходов во внешнюю среду свыше допустимых значений, необходимо контролировать их концентрацию в воздухе и в воде непосредственно на сбросных устройствах АЭС.

На АЭС необходимо производить нормирование жидких и газоаэрозольных радиоактивных отходов с тем, чтобы гарантировать минимальное поступление радиоактивных отходов АЭС во внешнюю среду. СП АЭС—79 регламентируют при нормальной работе АЭС среднесуточные и среднемесячные допустимые выбросы газоаэрозольных и годовые допустимые сбросы жидких радиоактивных отходов во внешнюю среду (см. табл. 12.2 и 12.3). Годовые допустимые сбросы жидких радиоактивных отходов, у которых концентрация радионуклидов не более $ДК_б$, устанавливаются проектом индивидуально для каждой АЭС.

14.2. ЯДЕРНО-ТОПЛИВНЫЙ ЦИКЛ И ЕГО ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ОКРУЖАЮЩУЮ СРЕДУ

Последовательность всех повторяющихся производственных операций, начиная от добычи и переработки ядерного топлива, включая производство энергии и кончая удалением и захоронением радиоактивных отходов, называется ядерно-топливным циклом (ЯТЦ).

На рис. 14.2 дана схема открытого и замкнутого (с рециклом U и Pu) ЯТЦ для АЭС с реактором на тепловых нейтронах. В схеме около каждого предприятия буквенными обозначениями указаны наиболее характерные для них факторы воздействия на окружающую среду. Р, Т и Х — радиоактивное, тепловое и химическое загрязнения соответственно; РЗ, РВ и РЭ — расход зеленой площади, воды и энергоресурсов соответственно.

ЯТЦ состоит из следующих производств: 1) добыча урановой руды в руднике; 2) переработка руды и получение урана в виде U_3O_8 на гидрометаллургическом (аффинажном) заводе; 3) конверсия U_3O_8 в газообразную форму UF_6 (гексафторид урана), необходимую в технологии разделения изотопов; 4) обогащение урана на заводе по разделению изотопов; 5) конверсия UF_6 в порошок UO_2 и изготовление на заводе обогащенного топлива и твэлов ($U_{прир}$ добавляется $U_{обог}$, порошок спекается в топливные таблетки, которыми заполняются твэлы); 6) использование твэлов для получения энергии на АЭС; 7) хранение отработавших твэлов в хранилищах на территории АЭС (или захоронение отработавшего топлива); 8) транспортировка твэлов на радиохимический завод (РХЗ); 9) переработка облученного топлива на РХЗ и обработка радиоактивных отходов: с РХЗ выделенный из топлива уран и плутоний возвращаются обратно в цикл; 10) отправление на хранение радиоактивных отходов; 11) транспортировка и захоронение радиоактивных отходов.

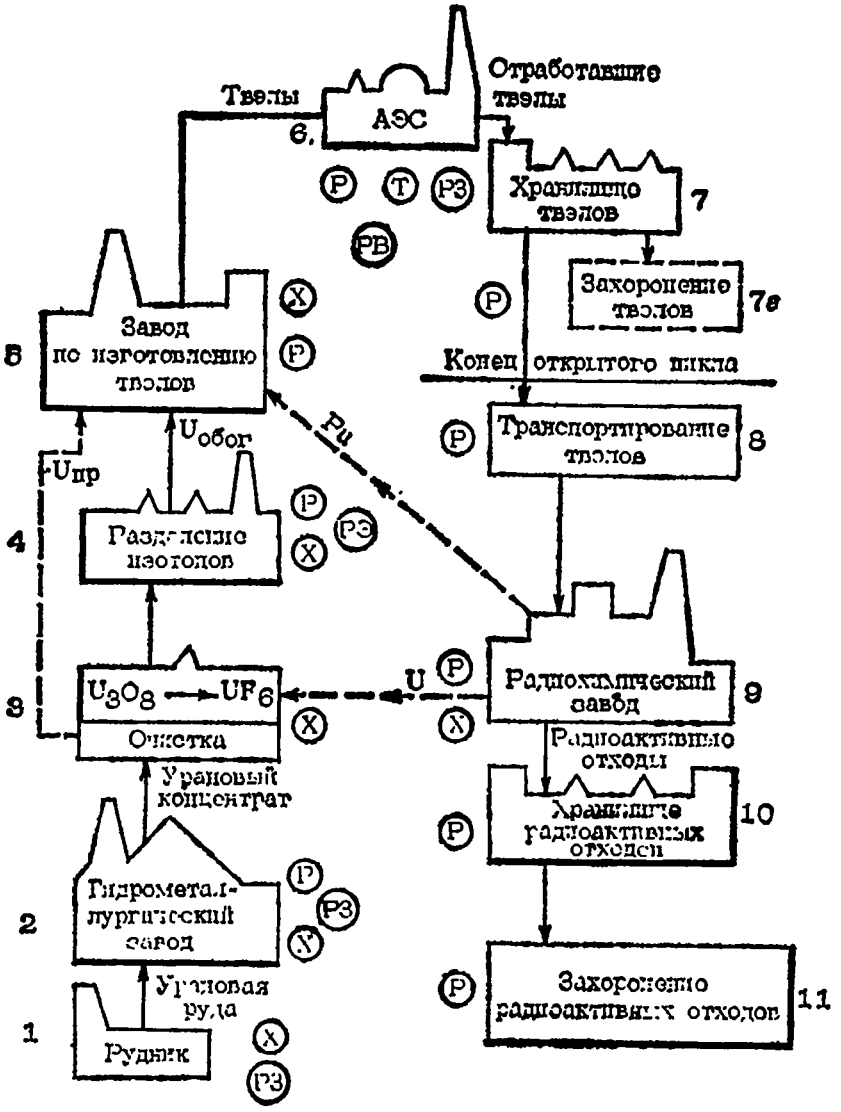


Рис 14 2

В настоящее время ядерная энергетика работает в основном по открытому циклу, заканчивающемуся выгрузкой из реактора отработавших твэлов и отправкой их в хранилище. Это объясняется тем, что пока не было как необходимости в переработке топлива на РХЗ и возврате оставшегося не использованного делящегося материала в ЯТЦ, так и достаточных мощностей радиохимических заводов.

Реализация замкнутого ЯТЦ привела бы к 40 % экономии природного урана для легководных реакторов. Выделенный на РХЗ плутоний из переработанного топлива может быть возвращен в ЯТЦ реакторов на тепловых нейтронах или использован в реакторах-размножителях на быстрых нейтронах.

Различие между ядерным топливным циклом и топливным циклом на органическом топливе заключается в том, что ЯТЦ включает в себя такие процессы, как, например, разделение изотопов, изготовление твэлов, захоронение отработавших твэлов, переработка отработанного топлива и возврат остаточного топлива на повторное использование. Этих процессов в энергетике на органическом топливе нет.

Из схемы рис. 14.2 видно, что ЯТЦ так же воздействует на окружающую среду, как и топливный цикл на органическом топливе, в результате расхода природных ресурсов (земельных площадей, воды, разного рода материалов и др.), теплового, химического и радиоактивного загрязнений.

Особенность ЯТЦ состоит в том, что при производстве энергии на АЭС образуется большое количество потенциально опасных искусственных радионуклидов, проникновение которых даже в небольшом количестве в окружающую среду может привести к весьма опасным для человека последствиям. Поэтому главной задачей обеспечения радиационной безопасности ЯТЦ является изолирование радионуклидов от биосферы на всех стадиях ЯТЦ, а возможные утечки радиоактивных газоаэрозолей при нормальной работе реактора и при возможных аварийных ситуациях нужно свести до минимума.

Следует отметить, что АЭС и АТЭЦ являются более чистыми источниками электро- и теплоэнергии, нежели электростанции на органическом топливе (уголь, мазут, нефть), так как АЭС не потребляют кислорода и не выбрасывают в атмосферу тонны золы, углекислого газа, сернистого газа, окиси азота и др. Радиоактивные выбросы РБГ и аэрозоли из АЭС в атмосферу создают в десятки раз меньшую дозу излучения на местности, чем тепловые электростанции равной мощности. Например, электростанция электрической мощностью 1000 МВт выбрасывает золы около $(4—8)\cdot10^3$ т/год, содержащей $1{,}8\cdot10^5$—$3{,}7\cdot10^6$ Бк/т радионуклидов $^{228, 230, 232}Th$, $^{226, 228}Ra$, ^{210}Pb и др., и по расчетам создаст эквивалентную дозу излучения от $6\cdot10^{-5}$ до $1{,}2\cdot10^{-3}$ Зв/год, тогда как АЭС этой же мощности создает эквивалентную дозу не более $1\cdot10^{-5}$ Зв/год

Поэтому развитие ядерной энергетики в густонаселенных районах европейской части СССР, предусмотренное «Основными направлениями экономического и социального развития народного хозяйства СССР на 1986—1990 годы и на период до 2000 года» приведет к оздоровлению и улучшению воздушного бассейна.

Работники ядерной энергетики на стадиях проектирования, сооружения и реконструкции АЭС, а также при их эксплуатации должны принимать все необходимые меры по предотвращению и

снижению радиоактивных выбросов в атмосферу и сбросов в водоемы: своевременно строить очистные сооружения; разрабатывать и осваивать новые виды оборудования и приборов газо- и водоочистки; создавать практически безотходный водный режим основных технологических контуров АЭС и снижать водопотребление; совершенствовать все технологические процессы, направленные на уменьшение количества жидких и твердых радиоактивных отходов и их удельной активности.

Небольшой удельной активностью во всем цикле ЯТЦ обладают радиоактивные отходы. Вопросы, связанные с классификацией, возникновением и захоронением отходов, рассмотрены в § 14.6.

14.3. ВОЗДЕЙСТВИЕ ТЕПЛОВЫХ СБРОСОВ АЭС НА ОКРУЖАЮЩУЮ СРЕДУ

Основное тепловыделение АЭС в окружающую среду, как и на ТЭС, осуществляется в конденсаторах паротурбинных установок. Но при одинаковых электрических мощностях станций удельные тепловыделения в охлаждающую воду у АЭС больше, чем у ТЭС, вследствие большого удельного расхода пара, что определяет большие удельные расходы охлаждающей воды.

Если сравнить тепловые сбросы АЭС с ВВЭР и ТЭС при КПД, равных 33 и 40 % соответственно, то при одинаковой их электрической мощности АЭС сбрасывает в окружающую среду в 1,3 раза большее количество тепла, чем ТЭС. При эксплуатации АЭС с реакторами-размножителями или высокотемпературными газоохлаждаемыми реакторами, имеющими КПД около 40 %, тепловые сбросы АЭС и ТЭС становятся одинаковыми. В отличие от АЭС к тепловому сбросу ТЭС добавляется еще сброс тепла (до 15 % полной тепловой мощности станции) через дымовую трубу с газообразными продуктами сгорания. Тепловой сброс на АЭС в окружающую среду происходит только через ее конденсационную систему, охлаждаемую водой.

Тепловые конденсаторные сбросы АЭС в окружающую среду осуществляются различными системами: прямоточным охлаждением (пар охлаждается водой бассейнов); охлаждением с использованием градирен (вода охлаждается вследствие частичного испарения и за счет теплопередачи); воздушным охлаждением (охлаждение током воздуха); комбинированным охлаждением (охлаждение током воздуха и орошением водой). Последняя — орошаемая воздушно-конденсационная система более перспективна, так как она требует небольшого источника водоснабжения и незначительно влияет на окружающую среду.

Приближенные расчеты о влиянии антропогенных тепловых сбросов на биосферу показывают, что плотность тепловых сбросов (по всей поверхности Земли) не должна превышать предельно допустимого уровня, равного 2 Вт/м^2. Иначе это приведет к увеличению среднегодовой приземной температуры примерно на 1°С, что

вызовет глобальные климатические изменения; плотность тепловых сбросов в диапазоне от 4 до 20 Вт/м² (на территории от 100 до 2000 км) может повлиять на изменение циркуляционного режима атмосферы или привести к климатическим изменениям не только в региональном, но и в глобальном масштабе; плотность тепловых сбросов, равных 50 кВт/м² (на территории до 100 км), что аналогично сбросу тепла на площади до 2 км² при извержении вулкана, может локально привести к сильным природным аномалиям (смерчам, дождям, туманам, облачности и т. п.).

Из рассмотренных данных о предельно допустимых уровнях тепловых сбросов можно дать оценку максимально возможной единичной мощности АЭС. При использовании АЭС с градирной системой охлаждения, или воздушной конденсацией пара, или их комбинации, т. е. при тепловых сбросах в атмосферу около 50 кВт/м² с соблюдением защиты окружающей среды, нельзя строить АЭС мощностью более 30 ГВт (эл.). Свыше указанной мощности недопустимо также строить АЭС при использовании прямоточной системы водоснабжения, при которой потребуется расход охлаждающей воды до 8000 м³/с, что соответствует стоку таких крупных рек, как Волга, Днепр, Печора и др.

По оценкам развития мировой энергетики в конце следующего столетия потребность в энергии ориентировочно будет составлять $2{,}4 \cdot 10^5$ ГВт (тепл.). При этом плотность тепловых сбросов в среднем по земному шару составит 0,5 Вт/м², что в среднем увеличит глобальную температуру атмосферы в приземном слое только на 0,4 °С. Такое изменение температуры не может вызвать климатических изменений. В настоящее время мощность мировой энергетики составляет примерно 10^4 ГВт (тепл.), а энергетики СССР — $2 \cdot 10^3$ ГВт (тепл.).

14.4. СРАВНЕНИЕ ЯДЕРНОГО И УГОЛЬНОГО ТОПЛИВНЫХ ЦИКЛОВ ПО НЕРАДИАЦИОННОМУ ВОЗДЕЙСТВИЮ НА БИОСФЕРУ

К природным ресурсам относятся: земельные территории, вода, материалы и др.

Земельные площади отводятся для размещения как основных и вспомогательных предприятий топливных циклов, так и для коммуникационных линий, складирования руд, топлив и различных отходов. Территории используемых земель могут быть заняты постоянно на длительное (например, места захоронения радиоактивных отходов) и короткое время (места, занятые рудой, пустой породой, отходами и т. п.). При добыче и переработке руды в среднем отводится 20—60 (временно) и 2 га (постоянно) земли на 1 ГВт (эл.) в год.

Земельные территории отводятся также на специальные пруды, называемые «хвостохранилищами» (объемом до 150 000 м³/[ГВт (эл.)·год]), предназначенные для сбора различных растворов, образующихся при переработке руды и содержащих химические вещества, радионуклиды, шламы и т. п. По мере за-

полнения таких прудов сбросами в них происходит естественное испарение воды, а затем их засыпают не менее чем двухметровым слоем глины с землей с последующей посадкой растений для предотвращения эрозии почвы. Таким образом, «хвостохранилище» превращается в место захоронения отходов одного из этапов ЯТЦ.

Земельные участки, отводимые под склады угля и сбора золы, занимают значительные территории.

В настоящее время внедряется новая технология получения урана методом подземного выщелачивания без извлечения из недр руды. При таком способе добычи урана занятость площадей земли во много раз уменьшается, чем при существующей технологии.

АЭС мощностью до 1 ГВт (эл.) временно занимает площадь земель до 30—60 га, а ТЭС до 100 га. Под ядерный реактор отводится постоянный участок земли до 0,5 га на 1 ГВт (эл.), который после эксплуатации будет законсервирован на длительное время.

Значительные территории занимают линии электропередачи, которые одинаковы по площади для АЭС и ТЭЦ; на 1 км длины линии напряжением 500 кВ приходится 7,5—8 га площади земли.

Водные ресурсы используются в основном как охладитель установок на различных этапах ЯТЦ: обогащение урана — $5{,}3 \times 10^7$ м^3/[ГВт (эл.) · год]; прямоточное охлаждение конденсаторов — $1{,}5 \cdot 10^9$ м^3/[ГВт (эл.) · год] и др. При этом около 2 % охлаждающей воды тратится безвозвратно на ее испарение. Для экономии расхода воды и уменьшения сброса вредных веществ в окружающую среду применяют замкнутые системы водопользования.

Материалы, использованные в ЯТЦ и УТЦ (угольный топливный цикл), составляют примерно 16 000 и 12 000 т на 1 ГВт (эл.) × × год соответственно.

Отличительные особенности нерадиационного воздействия ЯТЦ и УТЦ на биосферу состоят в следующем: ТЭЦ расходуют в среднем около 5 млн. т угля на 1 ГВт (эл.) · год, поэтому поток топлива в УТЦ на начальном этапе в 40 раз и на остальных этапах цикла в 20 000—135 000 раз больше, чем в ЯТЦ; при сжигании угля образуются как газоаэрозольные выбросы CO_2, SO_2, NO_x и др., так и вредные химические примеси (токсичные металлы и др.), которые не задерживаются системой очистки дымовых газов. Присутствие в атмосфере SO_2 пагубно сказывается на растительности, особенно на хвойных породах деревьев, а SO_2, выпадая с атмосферными осадками, превращается в серную кислоту, которая отрицательно влияет на развитие флоры и фауны водоемов. Кроме того, SO_2 вызывает сильную коррозию металлических конструкций .

Значительный выброс в атмосферу CO_2 и пыли может нарушить тепловой баланс Земли. Накопление CO_2 в атмосфере изменяет отражающие способности земной поверхности по отношению к солнечной энергии и усиливает ее нагрев. Возникает так называемый «парниковый эффект». Пылевидные выбросы понижают температуру Земли из-за уменьшения прозрачности атмосферы. Рассмотренные эффекты при сохранении темпов развития УТЦ

после 2000 г. могут значительно изменить среднюю температуру Земли.

При сжигании органического топлива потребляется большое количество кислорода. К началу 2000 г. ТЭС будут потреблять около 50 млрд. т кислорода, т. е. $^1/_5$ часть его ежегодного воспроизводства в природе.

Известно, что угольные ТЭС выбрасывают в атмосферу больше токсичных металлов, чем их производит металлургия цветных металлов.

Защита окружающей среды от жидких отходов АЭС осуществляется двумя способами. Один из них — глубокая очистка вод от примесей (фильтрация, химическое осаждение, биологическая очистка и др.). Другой способ, наиболее эффективный, не требующий глубокой очистки вод от примесей, заключается в применении оборотных систем с многократным использованием воды в технологических процессах.

14.5. ВЛИЯНИЕ ЯДЕРНОГО И УГОЛЬНОГО ТОПЛИВНЫХ ЦИКЛОВ НА ЗДОРОВЬЕ ЧЕЛОВЕКА

Для охраны окружающей среды и сохранения здоровья человека необходимо создание новых малоотходных или безотходных и бессточных технологических систем производства и потребления или усовершенствование существующих систем путем более полного и рационального использования отходов от радиоактивных и вредных химических веществ.

Создание малоотходных и безотходных технологий требует решения многих сложных задач: уменьшения образования и выделения газопылеаэрозольных отходов; минимального применения свежей воды, воздуха, реагентов и энергии; организации водооборотных замкнутых систем с очисткой жидких и утилизацией твердых отходов без образования и выброса в биосферу отходов производства. Только при выполнении указанных требований возможно дальнейшее развитие энергетики, а следовательно, человеческой цивилизации

В ближайшие 10—20 лет ЯТЦ и УТЦ будут преобладающими способами производства энергии, поэтому целесообразно сравнить влияние ЯТЦ и УТЦ на здоровье персонала станции и окружающего ее населения.

При любом виде деятельности человека в быту или на производстве существует фактор риска. Статистика показывает, что риск гибели человека в результате несчастного случая на производстве в десятки раз меньше, чем в автомобильной катастрофе. Можно сопоставить вероятности риска гибели человека от причин нерадиационного и радиационного факторов: $6 \cdot 10^{-4}$ и $3 \cdot 10^{-9}$ случаев в год соответственно для населения в 15 млн. человек, проживающего на территории не далее 30 км от 100 АЭС средней мощности. Установлено, что вероятность гибели человека в результате радиационной аварии на АЭС в 10^5 раз ниже, чем в результате автомо-

бильной катастрофы, и в 10^2 раз меньше вероятности быть убитым ударом молнии.

Известно, что не существует способов получения энергии (традиционных и нетрадиционных), не сопряженных с риском. Поэтому можно оценить риск и возможный ущерб здоровью, связанные с получением энергии исходя из УТЦ и ЯТЦ.

Воздействие УТЦ на здоровье населения обусловлено выбросом в атмосферу химических и радиоактивных веществ от продуктов сгорания топлива. Персонал же, добывающий уголь в шахтах, облучается в большей степени, чем люди, занятые переработкой и транспортированием топлива.

Концентрация ^{222}Rn и его дочерних продуктов, а также эквивалентная доза внешнего облучения в угольных шахтах на порядок ниже, чем в урановых рудниках, и составляет около 370 Бк/м^3 и 0,7 мЗв за год (при 40-часовой рабочей неделе) соответственно. В расчете на единицу производимой энергии установлено, что эквивалентная доза излучения в угольных шахтах в 5 раз выше, чем эквивалентная доза излучения на урановых рудниках. При этом имеется в виду, что количество потребляемого угля в 40 раз больше количества урановой руды; следовательно, риск от переоблучения в 5 раз больше риска от облучения на аналогичном этапе ЯТЦ.

В настоящее время признано целесообразным для обеспечения безопасности населения от ионизирующего излучения принять концепцию о беспороговости его действия, т. е. из предположения, что любое дополнительное облучение человека связано с определенным риском возникновения опухолевых заболеваний и генетических повреждений.

При рассмотрении вопроса облучения населения за счет выбросов ТЭС было установлено, что при одинаковой мощности станции эффективная эквивалентная доза излучения за счет выбросов угольных ТЭС превышает аналогичную дозу вблизи АЭС с реакторами РБМК — примерно в 5 раз, а с ВВЭР-440 — в 40 раз. Соответствующие данные, опубликованные в зарубежной литературе, значительно выше.

Ущерб от несчастных случаев при добыче угля и его транспортировке в УТЦ значительно больше, чем в ЯТЦ. При добыче урановой руды число несчастных случаев со смертельным исходом в 33 раза меньше, чем при добыче угля в УТЦ (при номинальной мощности ТЭС и АЭС). Перевозка угля железнодорожным транспортом составляет 20 % всех перевозок. Поэтому для обеспечения номинальной ТЭС топливом в течение года зарегистрировано 1,26 несчастных случаев со смертельным исходом и инвалидностью

Ущерб здоровью персонала при добыче и обработке угля по показателям числа случаев преждевременной смерти и продолжительности жизни в УТЦ в 44 раза больше, чем в ЯТЦ, по показателю потери работоспособности — в 90 раз больше на единицу электрической энергии.

Нерадиационные выбросы (SO_2; 3,4-бензпирин и др.) угольных

ТЭС причиняют большой вред здоровью человека, вызывая респираторные заболевания, а также смертность от раковых заболеваний легких (около 290 ежегодных дополнительных случаев из-за выбросов номинальной ТЭС). Этот риск для населения почти в 5000 раз выше риска вследствие выбросов АЭС и примерно в 400 раз выше риска на всех этапах ЯТЦ (при коэффициенте улавливания золы 90 % и высоком содержании бензпирина).

В табл. 14.1 приведены сравнительные оценки общего ущерба здоровью человека за счет УТЦ и ЯТЦ. Из сравнения данных видно преимущество ядерной энергетики перед угольной энергетикой с точки зрения сохранения здоровья человека.

Таблица 14.1. **Сравнительная оценка общего ущерба здоровью за счет ЯТЦ и УТЦ, отнесенная к 1 ГВт (эл.)·год**

Вид ущерба	УТЦ*	ЯТЦ
Число случаев преждевременной смерти	370 (20—600)	1
Общее сокращение продолжительности жизни, чел-лет	$1 \cdot 10^4$ $(0{,}06—1{,}8) \cdot 10^4$	32
Общие потери трудоспособности, чел-лет	$7 \cdot 10^3$ $(0{,}4—12) \cdot 10^3$	17

* Без учета возможной смертности и ущерба здоровью от нераковых заболеваний, вызываемых неканцерогенными компонентами выбросов (SO_x, NO_x, ртуть, свинец, кадмий и др.). Приведены средние данные. В скобках указан интервал возможных значений.

14.6. УДАЛЕНИЕ ЖИДКИХ, ТВЕРДЫХ РАДИОАКТИВНЫХ ОТХОДОВ ЯТЦ И ИХ ЗАХОРОНЕНИЕ

Под радиоактивными отходами принято понимать непригодные к использованию в настоящее время и в будущем твердые и жидкие вещества, содержащие радионуклиды с концентрацией, превышающей допустимый уровень.

Радиоактивные отходы, образующиеся на предприятиях ЯТЦ, имеют естественные и искусственные радионуклиды. Состав первых радионуклидов определяется продуктами распада уранового ряда, вторых — продуктами деления урана и активацией ряда стабильных элементов.

При добыче урановой руды в рудниках образуются следующие отходы: твердые — пустая порода, забалансовые руды, отходы потребления (отработавшее оборудование, лом и т. п.); жидкие — шахтные и дренажные воды; пылегазообразные — вентиляционные выбросы из подземных разработок. Твердые отходы добычи и обогащения руд (отвальные породы и т. п.) являются источниками загрязнения окружающей среды, так как из них под действием атмосферных осадков вымываются уран, радий, полоний и другие радиоактивные вещества. Эти отходы удаляют в вырабо-

танные шахты и карьеры. Шахтные воды используются для производственных нужд при добыче и переработке руд.

Источником радиоактивного загрязнения окружающей среды могут быть «хвостохранилища» гидрометаллургических заводов (рис. 14.2). Для предотвращения такого загрязнения «хвостохранилище» после прекращения эксплуатации покрывается слоем земли около 6 м, в результате такой защиты интенсивность выделения радона в атмосферу снижается до фонового значения

Наибольшую опасность для человека и окружающей среды представляют радиоактивные отходы, образующиеся на радиохимических заводах при эксплуатации АЭС. Основная часть радионуклидов — 99,9 % среди всего ЯТЦ — генерируется в твэлах ядерных реакторов в виде продуктов деления ядер урана и продуктов активации примесей, содержащихся в теплоносителе первого контура. При нормальной работе АЭС только небольшая часть радионуклидов проникает в окружающую среду с газообразными и жидкими отходами.

На радиохимических заводах из отработавших твэлов отделяют уран и плутоний от продуктов деления. Для этого твэлы механически разрезаются и обрабатываются азотной кислотой. Образовавшиеся нитраты уранила и плутония экстрагируют трибутилфосфатом, а затем раздельно их извлекают.

Жидкие радиоактивные отходы (пульпы, кубовые остатки, отработанные ионообменные смолы и другие адсорбенты) собираются временно в накопительные емкости. В дальнейшем эти отходы подлежат концентрированию следующими способами: выпариванием, осаждением, фильтрацией, кальцинацией и т. п. с последующим отверждением (включение в битумы, бетоны, стекло, синтетические материалы) и захоронением в могильники.

Метод кальцинации состоит в том, что жидкие отходы высокой удельной активности вначале выпаривают, а затем нагревают до 500—700 °С в спецаппаратах. При этом образуется смесь окислов металлов в малом объеме Образовавшийся кальцинат химически неустойчив, поэтому его связывают со стеклом, керамикой или керметом.

Источниками твердых отходов на АЭС являются детали технологического оборудования реактора, инструменты, вышедшие из строя и имеющие наведенную активность или загрязненные долгоживущими радионуклидами. К твердым отходам относятся загрязненные радиоактивными веществами спецодежда, спецобувь, мусор, а также жидкие отходы, переведенные в твердое состояние. Несжигаемые материалы и предметы захоранивают в специально построенных могильниках. Отходы, поддающиеся сжиганию, сжигают в замкнутых объемах, чтобы не загрязнять атмосферного воздуха радиоактивными аэрозолями, образовавшуюся золу собирают в контейнеры и отправляют в могильники.

Твердые отходы считают радиоактивными, если мощность эквивалентной дозы γ-излучения на расстоянии 10 см от их поверхности превышает $3 \cdot 10^{-4}$ мЗв/ч или концентрация β-активных

продуктов в них более $7{,}4 \cdot 10^4$ Бк/кг, а также если активные продукты превышают $7{,}4 \cdot 10^3$ Бк/кг. В зависимости от этих показателей твердые отходы разделяют на три группы (табл. 14.2).

Таблица 14.2. **Классификация твердых радиоактивных отходов**

Группа твердых радиоактивных отходов	Мощность эквивалентной дозы γ излучений на расстоянии 10 см от поверхности отходов, мЗв/ч	Удельная β-активность, Бк/кг	Удельная α-активность, Бк/кг
I	$3 \cdot 10^{-4}$—$3 \cdot 10^{-1}$	$7{,}4 \cdot 10^4$—$3{,}7 \cdot 10^6$	$7{,}4 \cdot 10^3$—$3{,}7 \cdot 10^5$
II	$3 \cdot 10^{-1}$—10	$3{,}7 \cdot 10^6$—$3{,}7 \cdot 10^9$	$3{,}7 \cdot 10^5$—$3{,}7 \cdot 10^8$
III	>10	$>3{,}7 \cdot 10^9$	$>3{,}7 \cdot 10^8$

Отходы I группы опасны при попадании внутрь организма человека, II группы — представляют опасность как источник внешнего облучения, III группы — опасны как источник внешнего облучения, имеющий высокую удельную активность, требующий, кроме мощной радиационной защиты, охлаждения в течение длительного времени. Отходами высокой удельной активности является также отработавшее топливо, выгруженное из ядерных реакторов и доставленное на радиохимические заводы (чаще всего раствор продуктов деления от выгорания U и Pu в азотной кислоте).

Захоронение твердых и отвержденных радиоактивных отходов должно быть организовано в специальных хранилищах при АЭС. Твердые отходы I и II групп радиоактивности помещаются в бетонные хранилища, твердые отходы III группы радиоактивности захораниваются в подземные гидроизоляционные емкости, выполненные из нержавеющей стали и окруженные бетонной оболочкой.

Для контроля утечек жидких отходов и загрязнения подземных вод вокруг могильника сооружают скважины. Для органических отходов выделяются отдельные отсеки, снабженные вытяжной вентиляцией и системой пожаротушения. Все работы, связанные с захоронением твердых радиоактивных отходов, должны быть механизированы. При заполнении могильников отходами они должны быть перекрыты бетонными плитами с последующим асфальтированием поверхности. Мощность эквивалентной дозы от поверхности бетонных плит на расстоянии 1 м не должна превышать $2{,}8 \cdot 10^{-2}$ мЗв/ч. Для контроля могильника на расстоянии 5—10 м сооружаются наблюдательные скважины.

В некоторых странах рассматривается возможность использования следующих методов удаления высокоактивных радиоактивных отходов: захоронение на морском дне или под ним; в континентальных стабильных геологических формациях; во льдах Антарктики или Гренландии; выброс отходов в космос; облучение долгоживущих трансурановых элементов в реакторе.

При захоронении на морском дне или под ним предлагается выбирать глубоководные впадины, удаленные от континента. При

этом контейнеры предполагается изготовлять двух типов: из нержавеющей стали и бетона или из свинца и меди (титана).

Многие геологические формации — глинистые, скалистые, соляные породы — могут быть использованы для надежного захоронения высокоактивных отходов. Скалистые породы имеют преимущество перед глинистыми, так как они имеют высокую механическую прочность, что гарантирует целостность проходных стволов и при необходимости дает возможность обратного извлечения захороненных отходов. Чтобы обеспечить коррозийную стойкость герметичных контейнеров, их рекомендуют изготавливать из свинца и титана. Соляные породы являются наиболее благоприятной геологической формацией для захоронения отходов из-за следующих преимуществ: гидронепроницаемости, отсутствия трещин, пластичности, достаточной теплопроводности, целостности пластов соли, а также небольшой трудоемкости в сооружении стволов, туннелей и полостей. Что касается предложения о захоронении отходов во льдах Антарктики, то Международная конвенция об охране Антарктиды запретила захоронение радиоактивных отходов на этом континенте. Удаление отходов за пределы земной атмосферы невозможно из-за высокой стоимости выведения груза.

Решение проблемы радиационно безопасного захоронения высокоактивных отходов затрудняет присутствие в них трансурановых элементов (Pu, Am, Cm), имеющих большие периоды полураспада и высокую радиотоксичность. Это требует надежной защиты от них и их изоляции на сроки порядка 10^4 лет и более. Радионуклиды Am, Cm трудно выделить из отходов как из-за их сложных химических соединений с другими элементами, так и из-за отсутствия разделительных реагентов. Примесь Pu в отходах после его экстрагирования составляет около 0,5 %.

Для удаления актиноидов из радиоактивных отходов можно использовать метод облучения долгоживущих трансурановых элементов (Pu, Am, Cm) (ядерная трансмутация или «пережог» α-активных радионуклидов) в реакторе. При этом методе указанные долгоживущие радионуклиды превращаются в короткоживущие продукты деления. Для «пережигания» актиноидов наиболее эффективны реакторы на быстрых нейтронах, но особо перспективными будут термоядерные реакторы.

14.7. БИОЛОГИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Энергия, излучаемая радиоактивными веществами, поглощается окружающей средой. В результате действия ионизирующего излучения на организм человека в тканях могут происходить сложные процессы. Никакой другой вид энергии, поглощенной в том же количестве, не сопровождается такими тяжелыми поражениями организма, какие вызывают ионизирующие излучения.

Первичные процессы при облучении биологической ткани имеют несколько стадий различной длительности: физическую (10^{-13} с), физико-химическую (10^{-10} с) и химическую (10^{-6} с).

Физическая стадия сводится к поглощению энергии излучения в процессах ионизации и возбуждения, которые запускают сложную цепь реакций, приводящую в конечном счете к появлению биологического эффекта. На физико-химической стадии происходит перераспределение избыточной энергии возбужденных молекул, в результате чего появляются химически активные продукты — ионы, радикалы. В течение химической стадии ионы и радикалы взаимодействуют друг с другом и с окружающими молекулами, образуя стойкие структурные повреждения молекул живой клетки.

Известно, что $^2/_3$ общего состава ткани человека составляют вода и углерод: вода под действием излучения расщепляется на водород H и гидроксильную группу OH, которые либо непосредственно, либо через цепь вторичных превращений образуют продукты с высокой химической активностью — гидратный окисел HO_2 и перекись водорода H_2O_2. Эти соединения взаимодействуют с молекулами органического вещества ткани, окисляя и разрушая ее.

В результате действия ионизирующего излучения нарушаются нормальное течение биохимических процессов и обмен веществ в организме. В зависимости от поглощенной дозы излучения и от индивидуальных особенностей организма вызванные изменения могут быть обратимыми или необратимыми. При небольшой дозе пораженная ткань восстанавливает свою функциональную деятельность. Большая доза при длительном воздействии может вызвать необратимое поражение отдельных органов или всего организма.

Любой вид ионизирующих излучений вызывает биологические изменения в организме как при внешнем (источник находится вне организма), так и при внутреннем облучении (радиоактивные вещества попадают внутрь организма, например, пероральным или ингаляционным путем).

Рассмотрим действие ионизирующего излучения, когда источник излучения находится вне организма.

Биологический эффект ионизирующего излучения зависит от суммарной эквивалентной дозы и времени воздействия излучения, от вида ионизирующего излучения, размеров облучаемой поверхности и индивидуальных особенностей организма.

При малых эквивалентных дозах, не превосходящих пороговые для соматического эффекта (менее 30 сЗв/год для хрусталика, 50 сЗв для всех других органов и тканей), через 7—25 лет после облучения могут проявляться его отдаленные последствия, которые характеризуются двумя вероятностными эффектами — соматикостохастическим и генетическим.

Первый эффект с вероятностью отдаленного возникновения злокачественных опухолей у облученного человека, второй — с вероятностью наследственных заболеваний у его потомства.

Естественные источники ионизирующего излучения (космическое излучение, радиоактивность почвы, воды, воздуха, радиоактивность биологической ткани) создают в среднем мощность эквивалентной дозы 1,25 мЗв/год. Эквивалентная доза 4—5 Зв, полу-

ченная при однократном облучении всего организма, может привести к смертельному исходу. Если такая же эквивалентная доза будет получена человеком равномерно в течение всей его жизни, то она не приведет к видимым изменениям в его состоянии здоровья. При длительных ежедневных воздействиях на организм эквивалентной дозой 0,2—0,5 мЗв наблюдается начальное изменение в составе крови, при 1,1 мЗв — образование опухолей. При профессиональном облучении допустимая эквивалентная доза составляет 0,05 Зв/год

При однократном облучении всего тела человека возможны следующие биологические нарушения в зависимости от суммарной эквивалентной дозы излучения: 0—0,25 Зв — видимых нарушений нет; 0,25—0,5 Зв — возможны изменения в составе крови; 0,5—1,0 Зв — изменения в крови, нормальное состояние трудоспособности нарушается; 1,0—2,0 Зв — нарушение нормального состояния, возможна потеря трудоспособности; 2,0—4,0 Зв — потеря трудоспособности, возможен смертельный исход; 4,0—5,0 Зв — смертельные случаи составляют 50 % общего числа пострадавших; 6,0 Зв и более — смертельные случаи достигают 100 % общего числа пострадавших.

При облучении в дозах, в 100—1000 раз превышающих смертельную дозу, человек может погибнуть во время облучения («смерть под лучом»).

Эквивалентная доза излучения, вызывающая поражение отдельных частей тела, а затем смерть, превышает смертельную эквивалентную дозу для всего тела. Смертельные эквивалентные дозы для отдельных частей тела следующие: голова — 20 Зв; нижняя часть живота — 30 Зв; верхняя часть живота — 50 Зв; грудная клетка — 100 Зв; конечности — 200 Зв.

Степень чувствительности различных тканей к действию излучения неодинакова. Если рассматривать ткани органов в порядке уменьшения их чувствительности к действию ионизирующего излучения, то получим такую последовательность: лимфатическая ткань, лимфатические узлы, селезенка, зобная железа, костный мозг, зародышевые клетки. Большая чувствительность кроветворных органов к ионизирующему излучению лежит в основе ранней диагностики лучевой болезни. Через день после однократного действия излучения на все тело человека (эквивалентная доза 0,5 Зв) может резко сократиться число лимфоцитов, продолжительность жизни которых и без того незначительна — меньше одного дня. Уменьшается также и число эритроцитов (красных кровяных телец) по истечении двух недель после действия излучения (продолжительность жизни эритроцитов — примерно 100 сут). У здорового человека насчитывается порядка 10^{11} красных кровяных телец при ежедневном воспроизводстве 10^{12}, у больного лучевой болезнью такое соотношение нарушается.

Важным фактором при действии ионизирующего излучения на организм является продолжительность облучения. С увеличением мощности эквивалентной дозы поражающее действие излучения

возрастает Чем более дробно излучение во времени, тем меньше его поражающее действие.

Биологическая эффективность каждого вида ионизирующего излучения находится в зависимости от линейной плотности ионизации. Так, например, α-частицы с энергией 3 МэВ образуют 40 000 пар ионов на 1 мм пути. β-Частицы с такой же энергией — до четырех пар ионов. α-Частицы проникают через верхний покров кожи на глубину до 40 мкм. β-Частицы — до 0,13 см.

Наружное облучение α-частицами не опасно Их пробег в ткани невелик, так что они не достигают кроветворных и других внутренних органов. При внешнем облучении необходимо учитывать γ- и нейтронное излучения, которые проникают в ткань на большую глубину и разрушают ее, а также β-частицы и электроны высоких энергий и сопровождающее их тормозное рентгеновское излучение.

Степень поражения организма зависит от размера облучаемой поверхности. С уменьшением облучаемой поверхности уменьшается и биологический эффект. Так, при облучении фотонами эквивалентной дозой 5 Зв участка тела площадью 6 см^2 заметного поражения организма в целом не наблюдалось, а при действии излучения такой же эквивалентной дозой на все тело было 50 % смертельных случаев.

Индивидуальные особенности организма человека проявляются лишь при небольшой эквивалентной дозе. Чем человек моложе, тем выше его чувствительность к облучению, особенно высока она у детей. Взрослый человек в возрасте 25 лет и старше наиболее устойчив к облучению.

Защита организма от ионизирующего излучения может осуществляться с использованием различных химических веществ, вводимых в биологическую ткань до или во время действия ионизирующего излучения. Эти химические средства повышают устойчивость организма к действию ионизирующих излучений. Радиозащитные средства можно условно разделить на две группы. К первой группе относятся вещества, повышающие общую сопротивляемость организма. Введение химических средств (липополисахариды, сочетания аминокислот и витаминов, гормоны, вакцины и др.) подопытным животным до облучения облегчает течение лучевой болезни, увеличивает выживаемость, уменьшает степень нарушения процессов обмена веществ, кровотечения и другие проявления лучевой болезни.

Ко второй группе относятся препараты, создающие состояние искусственной противолучевой устойчивости организма к действию ионизирующего излучения. Введение в организм этих веществ (цианиды, нитрилы, меркаптоамины, синтетические полимеры, полинуклеотиды, мукополисахариды и др.) за несколько часов до облучения смертельными дозами увеличивает выживаемость животных на 60—80 %.

При попадании радиоактивных веществ внутрь организма поражающее действие оказывают в основном α-источники, а затем

β- и γ-активные вещества, т. е. в обратной внешнему облучению последовательности. α-Частицы, имеющие наибольшую плотность ионизации, разрушают слизистую оболочку, которая является слабой защитой внутренних органов по сравнению с наружным покровом.

Радиоактивные вещества могут попасть внутрь организма при вдыхании воздуха, зараженного радиоактивными элементами, с зараженной пищей или водой и, наконец, через кожу, а также при заражении открытых ран.

Попадание твердых частиц в дыхательные органы зависит от степени дисперсности частиц. Из проводившихся над животными опытов установлено, что частицы пыли размером менее 0,1 мкм ведут себя так же, как и молекулы газа, т. е. при вдохе они попадают вместе с воздухом в легкие, а при выдохе вместе с воздухом удаляются. В легких может оставаться только самая незначительная часть твердых частиц. Крупные частицы размером более 5 мкм все задерживаются носовой полостью. Наиболее опасны частицы средних размеров, которые попадают в легкие и задерживаются в них. Вследствие несоблюдения правил радиационной безопасности радиоактивные вещества могут попадать в организм через пищеварительный тракт. Проникновение радиоактивных загрязнений через раны или через кожу можно предотвратить, если соблюдать соответствующие меры предосторожности. Опасность радиоактивных элементов, попадающих тем или иным путем в организм человека, тем больше, чем выше их активность. Небольшие активности оказывают незначительные воздействия, и организм может быстро заменить разрушенные клетки.

Степень опасности зависит также от скорости выведения вещества из организма. Если радионуклиды, попавшие внутрь организма, однотипны с элементами, которые потребляются человеком с пищей (натрий, хлор, калий и др.), то они не задерживаются на длительное время в организме, а выделяются вместе с ними.

Инертные радиоактивные газы (аргон, ксенон, криптон и др.), попавшие через легкие в кровь, не являются соединениями, входящими в состав ткани. Поэтому они со временем полностью удаляются из организма.

Некоторые радиоактивные вещества, попадая в организм, распределяются в нем более или менее равномерно, другие концентрируются в отдельных внутренних органах. Так, например, в костных тканях откладываются источники α-излучения — Ra, U, Pu; β-излучения — Sr и Y, γ-излучения — Zr. Эти элементы, химически связанные с костной тканью, очень трудно выводятся из организма. Продолжительное время удерживаются в организме также элементы с большим порядковым номером (Po, U и др.). Элементы, образующие в организме легкорастворимые соли и накапливаемые в мягких тканях, легко удаляются из организма.

На скорость выведения радиоактивного вещества сильно влияет период полураспада данного радиоактивного вещества $T_{1/2}$. Если обозначить $T_{биол}$ период биологического полувыведения ра-

дионуклида из организма, то эффективный период полураспада, учитывающий радиоактивный распад и биологическое выведение, выразится следующей формулой:

$$T_{эф} = T_{1/2}T_{биол}/(T_{1/2} + T_{биол}). \qquad (14.1)$$

$T_{эф}$ может значительно отличаться от $T_{1/2}$ и $T_{биол}$, но если $T_{1/2} \gg T_{биол}$, то $T_{эф} = T_{биол}$, и если $T_{1/2} \ll T_{биол}$, то $T_{эф} = T_{1/2}$.

Биологическое действие ионизирующего излучения имеет следующие особенности.

1. Действие ионизирующего излучения на организм неощутимо человеком. У людей отсутствуют органы чувств, которые воспринимали бы ионизирующее излучение. Поэтому человек может проглотить, вдохнуть радиоактивное вещество без всяких первичных ощущений. Для восприятия ионизирующего излучения служат дозиметрические приборы.

2. Видимые поражения кожного покрова, недомогание, характерные для лучевого заболевания, появляются не сразу, а спустя некоторое время.

3. Суммирование доз происходит скрытно. Если в организм человека систематически будут попадать радиоактивные вещества, то со временем дозы суммируются, что неизбежно приводит к лучевым заболеваниям.

14.7.1. Лучевые болезни

Заболевания, вызванные ионизирующим излучением, могут быть острыми и хроническими.

Острые поражения наступают при внешнем облучении (большая эквивалентная доза, порядка 100 сЗв и более) в течение короткого промежутка времени.

Характерной особенностью острой лучевой болезни является цикличность ее протекания, в которой схематично можно выделить четыре периода: первичную реакцию, видимое благополучие — «скрытый период», разгар болезни и выздоровление. В период первичной реакции через несколько часов после облучения появляются тошнота, рвота, головокружение, вялость, учащенный пульс, иногда повышается температура на 0,5—1,5 °С. Анализ крови показывает абсолютный лейкоцитоз (увеличение количества белых кровяных телец). В период видимого благополучия болезнь протекает скрыто. Продолжительность этого периода находится в прямой зависимости от эквивалентной дозы излучения (от нескольких суток до двух недель). Обычно чем короче скрытый период, тем тяжелее исход заболевания. В период разгара болезни у пострадавших снова появляются тошнота и рвота, понос, недомогание, резко повышается температура (40—41 °С). Наблюдается кровотечение из десен, носа и внутренних органов. Количество лейкоцитов резко снижается. Период выздоровления наступает через 25—30 сут после облучения. Далеко не всегда происходит

полное восстановление организма. Очень часто вследствие перенесенного облучения наступает раннее старение, обостряются прежние заболевания.

Хронические поражения ионизирующим излучением бывают как общими, так и местными. Развиваются они всегда в скрытой форме в результате систематического облучения в больших дозах (больше предельно допустимого значения) как за счет внешнего ионизирующего излучения, так и за счет попавших внутрь организма радиоактивных веществ.

Различают три степени хронической лучевой болезни. Для первой, легкой степени лучевой болезни характерны незначительные головные боли, вялость, слабость, нарушение сна и аппетита. При второй степени болезни указанные признаки заболевания усиливаются, возникают нарушения обмена веществ, сосудистые и сердечные изменения, наблюдается расстройство пищеварительных органов, кровоточивость отдельных органов и др. Третья степень болезни характеризуется еще более резким проявлением перечисленных симптомов. Нарушается деятельность половых желез, происходят изменения центральной нервной системы, наблюдаются кровоизлияния, выпадение волос.

Облучения большими эквивалентными дозами также могут действовать на кожные покровы, вызывая острые и хронические лучевые ожоги.

Различают четыре степени острого поражения кожных покровов. Первая степень (легкая) характеризуется временным выпадением волос, шелушением кожи и последующей пигментацией. Восстановление наступает через 2 мес. Вторая степень (средняя) характеризуется отеком кожи и ее зудом, чувством жара. Примерно через 14 сут появляется эритема и происходит выпадение волос. Третья степень характеризуется появлением на 6—10 сут после облучения накожных пузырей. Четвертая степень — на 3—4 сут после облучения происходит изменение цвета кожи и образуются пузыри, которые приводят к появлению долго не заживающих ран.

При хроническом заболевании кожи также могут быть разные степени поражения.

При легких поражениях изменяется окраска кожи, повышается температура и потоотделение. Восстановление длится 2 мес и более. Средние поражения связаны с изменением поверхностного слоя кожи и основы соединительных тканей. Восстановление длится до 4 мес. Тяжелые поражения характеризуются изменением формы ногтей, волосяных гнезд. Кожа на месте поражения становится сухой, сглаживается рисунок отпечатка пальцев, ногти легко ломаются. Наблюдается выпадение волос, образуются изъязвления, которые приводят к развитию злокачественной опухоли. К числу местных поражений относятся также катаракты глаз.

Любой вид ионизирующего излучения оказывает вредное генетическое действие на человека.

Таблицы П.1—П.4. **Универсальные таблицы расчета толщины защиты в зависимости от кратности ослабления и энергии фотонов (широкий пучок)**

Таблица П.1. **Толщина защиты из свинца, см ($\rho = 11{,}34$ г/см^3)**

Кратность ослабления k	Энергия фотонов, МэВ											
	0,1	0,145	0,2	0,279	0,3	0,4	0,412	0,5	0,6	0,662	0,7	0,8
1,5	0,05	0,07	0,1	0,14	0,15	0,2	0,2	0,2	0,3	0,4	0,4	0,6
2	0,1	0,2	0,2	0,3	0,3	0,4	0,4	0,5	0,7	0,8	0,8	1,0
5	0,2	0,3	0,4	0,6	0,6	0,9	0,9	1,1	1,5	1,7	1,9	2,2
8	0,2	0,3	0,5	0,6	0,8	1,1	1,2	1,5	1,95	2,2	2,35	2,8
10	0,3	0,4	0,55	0,8	0,9	1,3	1,3	1,6	2,1	2,4	2,6	3,05
20	0,3	0,4	0,6	1,0	1,1	1,5	1,6	2,0	2,6	3,0	3,25	3,85
30	0,35	0,5	0,7	1,0	1,15	1,7	1,8	2,3	3,0	3,4	3,65	4,3
40	0,4	0,6	0,8	1,2	1,3	1,8	1,9	2,4	3,1	3,5	3,8	4,5
50	0,4	0,6	0,85	1,3	1,4	1,95	2,0	2,6	3,25	3,7	3,95	4,6
60	0,45	0,6	0,9	1,3	1,45	2,05	2,1	2,7	3,45	3,9	4,2	4,95
80	0,45	0,7	1,0	1,4	1,55	2,15	2,2	2,8	3,7	4,2	4,5	5,3
100	0,5	0,7	1,0	1,5	1,6	2,3	2,4	3,0	3,85	4,4	4,7	5,5
$2\cdot10^2$	0,6	0,8	1,25	1,8	1,9	2,6	2,7	3,4	4,4	4,9	5,3	6,3
$5\cdot10^2$	0,65	1,0	1,4	2,0	2,2	3,1	3,2	4,0	5,1	5,7	6,1	7,2
10^3	0,7	1,0	1,5	2,2	2,4	3,3	3,4	4,4	5,7	6,5	6,95	8,1
$2\cdot10^3$	0,85	1,2	1,7	2,5	2,7	3,8	3,9	5,0	6,3	7,1	7,6	8,8
$5\cdot10^3$	0,9	1,3	1,9	2,8	3,0	4,2	4,4	5,5	7,0	7,9	8,5	9,9
10^4	1,05	1,5	2,1	3,0	3,3	4,55	4,7	5,9	7,5	8,5	9,1	10,6
$2\cdot10^4$	1,1	1,6	2,2	3,2	3,5	4,85	5,0	6,3	8,0	9,0	9,7	11,3
$5\cdot10^4$	1,15	1,65	2,35	3,4	3,7	5,2	5,4	6,9	8,7	9,8	10,5	12,3
10^5	1,15	1,7	2,4	3,5	3,8	5,4	5,6	7,2	9,2	10,4	11,1	13,0
$2\cdot10^5$	1,3	1,8	2,6	3,8	4,1	5,7	5,9	7,6	9,6	10,8	11,6	13,6
$5\cdot10^5$	1,4	2,0	2,8	4,1	4,4	6,1	6,3	8,2	10,2	11,5	12,3	14,4
10^6	1,45	2,1	3,0	4,3	4,7	6,5	6,8	8,7	10,9	12,2	13,1	15,3
$2\cdot10^6$	1,55	2,2	3,2	4,6	5,0	7,0	7,2	9,1	11,5	13,0	14,0	16,3
$5\cdot10^6$	1,65	2,3	3,3	4,9	5,3	7,3	7,6	9,6	12,1	13,7	14,7	17,2
10^7	1,7	2,4	3,4	5,0	5,4	7,6	7,9	10,1	12,6	14,2	15,2	17,8

Кратность ослабления k	Энергия фотонов, МэВ											
	0,9	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0	2,2	2,75	3,0	4,0	6,0	8,0	10,0
1,5	0,7	0,8	0,95	1,1	1,2	1,2	1,2	1,3	1,3	1,2	1,0	0,9	0,9
2	1,15	1,3	1,5	1,7	1,85	2,0	2,0	2,1	2,1	2,0	1,6	1,5	1,35
5	2,5	2,8	3,4	3,8	4,1	4,3	4,4	4,5	4,6	4,5	3,8	3,3	3,0
8	3,2	3,5	4,2	4,8	5,25	5,5	5,7	5,8	5,9	5,8	5,0	4,3	3,8
10	3,5	3,8	4,5	5,1	5,6	5,9	6,1	6,4	6,5	6,4	5,5	4,9	4,2
20	4,4	4,9	5,8	6,6	7,2	7,6	7,8	8,2	8,3	8,2	7,1	6,3	5,6
30	4,95	5,5	6,5	7,3	8,0	8,5	8,8	9,1	9,3	9,2	8,0	7,2	6,3
40	5,2	5,8	6,85	7,8	8,6	9,1	9,4	9,8	10,0	9,9	8,7	7,8	6,8
50	5,3	6,0	7,2	8,2	9,0	9,6	10,0	10,4	10,6	10,5	9,2	8,3	7,3
60	5,6	6,3	7,5	8,6	9,5	10,1	10,4	10,8	11,0	10,9	9,7	8,7	7,7

Продолжение табл П.1

Кратность ослабления k	Энергия фотонов, МэВ												
	0,9	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0	2,2	2,75	3,0	4,0	6,0	8,0	10,0
80	6,0	6,7	8,0	9,2	10,1	10,7	11,1	11,5	11,7	11,6	10,4	9,4	8,2
100	6,3	7,0	8,45	9,65	10,6	11,3	11,7	12,0	12,2	12,1	10,9	9,9	8,7
$2\cdot10^2$	7,2	8,0	9,65	11,1	12,2	12,9	13,4	13,8	14,0	13,8	12,6	11,4	10,2
$5\cdot10^2$	8,2	9,2	11,3	12,9	14,2	15,0	15,4	15,9	16,3	16,1	14,9	13,3	11,9
10^3	9,2	10,2	12,3	14,1	15,5	16,5	17,0	17,7	18,0	17,8	16,5	15,1	13,3
$2\cdot10^3$	10,0	11,1	13,5	15,4	16,8	17,9	18,5	19,3	19,7	19,5	18,1	16,6	14,8
$5\cdot10^3$	11,2	12,4	14,9	17,0	18,6	19,8	20,5	21,5	21,9	21,7	20,3	18,5	16,6
10^4	12,0	13,3	16,1	18,3	20,1	21,3	22,1	23,1	23,5	23,4	22,0	20,1	18,0
$2\cdot10^4$	12,8	14,2	17,2	19,5	21,4	22,7	23,5	24,6	25,1	25,0	23,6	21,7	19,5
$5\cdot10^4$	14,0	15,6	18,8	21,4	23,3	24,7	25,5	26,7	27,3	27,2	25,8	23,7	21,5
10^5	14,8	16,5	20,1	22,7	24,7	26,2	27,0	28,3	28,9	28,9	27,5	25,3	22,9
$2\cdot10^5$	15,5	17,4	21,3	24,1	26,1	27,6	28,5	29,9	30,5	30,5	29,2	26,9	24,3
$5\cdot10^5$	16,5	18,5	22,3	25,4	27,8	29,5	30,4	32,0	32,7	32,7	31,4	28,9	26,3
10^6	17,5	19,5	23,5	26,8	29,2	31,0	32,0	33,6	34,3	34,4	33,0	30,4	27,7
$2\cdot10^6$	18,5	20,4	24,4	27,8	30,5	32,4	33,5	35,2	36,0	36,1	34,6	32,0	29,2
$5\cdot10^6$	19,5	21,6	26,2	29,7	32,3	34,3	35,5	37,2	38,1	38,3	36,8	34,0	31,1
10^7	20,3	22,5	27,5	31,2	33,9	35,8	37,0	38,9	39,7	39,9	38,4	35,5	32,5

Таблица П.2. **Толщина защиты из железа, см ($\rho = 7{,}89$ г/см^3)**

Кратность ослабления k	Энергия фотонов, МэВ											
	0,1	0,145	0,2	0,279	0,3	0,4	0,412	0,5	0,6	0,662	0,7	0,8
1,5	0,5	0,7	1,0	1,2	1,3	1,6	1,6	1,8	2,0	2,1	2,1	2,2
2	0,8	1,0	1,3	1,7	1,8	2,3	2,3	2,6	2,8	2,9	3,0	3,2
5	1,5	2,0	2,5	3,2	3,4	4,2	4,3	4,8	5,3	5,5	5,7	6,0
8	1,9	2,4	3,1	4,0	4,2	5,1	5,2	5,8	6,4	6,7	6,9	7,4
10	2,1	2,7	3,4	4,3	4,5	5,4	5,5	6,2	6,8	7,1	7,3	7,8
20	2,6	3,4	4,3	5,2	5,5	6,6	6,7	7,5	8,3	8,7	8,9	9,5
30	2,8	3,6	4,7	5,7	6,0	7,2	7,3	8,2	9,0	9,5	9,8	10,5
40	3,0	3,9	5,0	6,1	6,4	7,6	7,7	8,7	9,6	10,1	10,4	11,1
50	3,1	4,0	5,1	6,3	6,6	7,9	8,0	9,0	10,0	10,6	10,9	11,6
60	3,3	4,2	5,3	6,6	6,9	8,2	8,3	9,3	10,2	10,8	11,2	12,0
80	3,6	4,5	5,7	6,9	7,2	8,6	8,7	9,8	10,8	11,4	11,8	12,6
100	3,8	4,7	5,9	7,2	7,5	9,0	9,1	10,2	11,2	11,8	12,2	13,1
$2\cdot10^2$	4,1	5,2	6,5	8,0	8,4	10,1	10,3	11,6	12,7	13,4	13,8	14,7
$5\cdot10^2$	4,6	5,9	7,4	9,1	9,6	11,6	11,8	13,4	14,7	15,4	15,8	16,9
10^3	5,0	6,4	8,0	10,0	10,5	12,7	12,9	14,7	16,2	17,0	17,5	18,6
$2\cdot10^3$	5,3	6,8	8,6	10,8	11,4	13,8	14,1	16,0	17,7	18,5	19,0	20,2
$5\cdot10^3$	6,7	8,3	10,2	12,4	13,0	15,5	15,8	17,6	19,2	20,1	20,7	22,1
10^4	7,4	9,1	11,1	13,4	14,0	16,6	16,9	18,8	20,7	21,6	22,2	23,6
$2\cdot10^4$	7,8	9,6	11,7	14,3	15,0	17,7	18,0	20,0	22,0	23,0	23,6	25,2
$5\cdot10^4$	8,3	10,2	12,6	15,3	16,0	19,0	19,3	21,6	23,6	24,8	25,5	27,1
10^5	8,5	10,6	13,1	16,1	16,9	20,0	20,3	22,7	25,0	26,2	26,9	28,6
$2\cdot10^5$	8,9	11,0	13,6	16,7	17,5	20,8	21,2	23,9	26,3	27,6	28,4	30,1

Продолжение табл. П.2

Кратность ослабления k	Энергия фотонов, МэВ											
	0,1	0,145	0,2	0,279	0,3	0,4	0,412	0,5	0,6	0,662	0,7	0,8
$5\cdot10^5$	9,3	11,6	14,3	17,6	18,5	22,1	22,5	25,5	27,9	29,3	30,1	32,0
10^6	9,9	12,4	15,4	19,0	19,9	23,6	24,0	26,7	29,2	30,6	31,5	33,5
$2\cdot10^6$	10,1	12,7	15,8	19,5	20,5	24,5	24,9	27,8	30,5	32,0	32,9	35,0
$5\cdot10^6$	10,9	13,6	16,8	20,8	21,8	25,9	26,3	29,4	32,4	33,9	34,8	37,0
10^7	11,6	14,3	17,7	21,7	22,8	27,0	27,4	30,5	33,5	35,1	36,1	38,4

Кратность ослабления k	Энергия фотонов, МэВ											
	0,9	1,0	1,25	1,50	1,75	2,0	2,2	2,75	3,0	4,0	6,0	8,0	10,0
1,5	2,3	2,3	2,3	2,3	2,4	2,5	2,5	2,8	2,9	2,5	2,4	2,4	2,2
2	3,3	3,4	3,6	3,8	3,9	4,0	4,0	4,3	4,4	4,2	4,1	4,0	3,8
5	6,3	6,5	6,9	7,3	7,7	8,1	8,4	8,8	9,0	9,1	9,1	8,9	8,5
8	7,7	8,0	8,7	9,2	9,7	10,1	10,4	11,0	11,2	11,4	11,6	11,4	11,0
10	8,2	8,5	9,3	10,0	10,5	11,0	11,3	11,9	12,2	12,5	12,7	12,6	12,0
20	10,0	10,5	11,5	12,2	13,0	13,7	14,1	14,9	15,3	16,0	16,4	16,1	15,6
30	11,0	11,6	12,7	13,7	14,4	15,1	15,6	16,6	17,0	17,8	18,6	18,2	17,5
40	11,8	12,4	13,6	14,7	15,5	16,3	16,8	17,8	18,3	19,1	20,1	19,7	19,0
50	12,3	13,0	14,4	15,5	16,5	17,1	17,6	18,8	19,3	20,2	21,2	20,8	20,0
60	12,7	13,4	14,8	16,0	16,9	17,7	18,3	19,5	20,0	21,0	22,0	21,7	21,0
80	13,3	14,1	15,5	16,8	17,9	18,8	19,4	20,7	21,3	22,3	23,4	23,2	22,4
100	14,0	14,7	16,3	17,6	18,8	19,7	20,4	21,7	22,3	23,4	24,6	24,4	23,6
$2\cdot10^2$	15,6	16,4	18,2	19,7	21,0	22,2	23,0	24,5	25,2	26,6	27,8	27,8	27,0
$5\cdot10^2$	17,7	18,6	20,5	22,4	24,0	25,5	26,6	28,3	29,1	30,7	32,3	32,3	31,6
10^3	19,5	20,4	22,5	24,6	26,4	28,0	29,1	31,0	31,9	33,7	35,6	35,6	35,2
$2\cdot10^3$	21,2	22,1	24,4	26,5	28,4	30,3	31,6	33,7	34,7	36,7	39,0	39,0	38,6
$5\cdot10^3$	23,3	24,4	27,5	29,4	31,5	33,4	34,7	37,1	38,2	40,3	43,2	43,2	42,9
10^4	24,9	26,2	28,9	31,4	33,7	35,8	37,2	39,8	41,0	43,2	46,5	46,6	46,4
$2\cdot10^4$	26,5	27,8	30,9	33,6	36,0	38,1	39,5	42,4	43,8	46,0	49,6	50,0	49,8
$5\cdot10^4$	28,5	30,0	33,3	36,3	39,0	41,2	42,7	45,8	47,2	49,9	53,9	54,3	54,2
10^5	30,3	31,8	35,1	38,2	40,9	43,5	45,1	48,5	50,0	53,0	57,2	57,8	57,7
$2\cdot10^5$	31,8	33,3	36,8	40,0	42,9	45,6	47,4	51,0	52,7	56,0	60,2	61,0	61,0
$5\cdot10^5$	33,8	35,5	39,2	42,6	45,9	48,8	50,4	54,3	56,1	60,0	64,4	65,3	65,1
10^6	35,4	37,1	41,0	44,6	47,8	51,0	53,0	57,0	58,8	63,0	67,5	68,5	68,3
$2\cdot10^6$	36,9	38,7	42,8	46,5	50,0	53,3	55,5	59,6	61,5	66,0	70,6	71,7	71,6
$5\cdot10^6$	39,0	40,8	45,1	49,1	52,9	56,3	58,6	63,1	65,1	70,0	75,0	76,2	76,1
10^7	40,5	42,4	46,9	51,5	55,0	58,6	61,2	65,7	67,8	72,8	78,0	79,4	79,3

Таблица П.3. Толщина защиты из бетона, см (ρ=2,3 г/м^3)

Кратность ослабления k	Энергия фотонов, МэВ											
	0,1	0,145	0,2	0,279	0,3	0,4	0,412	0,5	0,6	0,662	0,7	0,8
1,5	2,6	3,5	4,7	6,0	6,3	7,5	7,6	8,2	8,2	8,2	8,2	8,3
2	4,7	5,9	7,6	9,4	9,9	11,3	11,4	12,3	12,4	12,4	12,4	12,6
5	5,6	7,9	11,0	14,6	15,5	18,8	19,1	21,1	21,8	22,1	22,3	22,6
8	7,0	9,5	12,9	16,8	17,8	22,0	22,3	24,6	25,6	26,1	26,4	27,2
10	8,2	10,9	14,6	18,6	19,7	23,7	23,9	25,8	26,8	27,3	27,6	28,4
20	8,2	11,2	15,3	20,1	21,4	25,8	26,3	29,9	31,9	32,9	33,6	35,0
30	8,5	11,8	16,4	21,5	22,8	27,8	28,3	32,9	34,8	35,8	36,4	37,8
40	8,5	12,3	17,6	22,8	24,2	29,6	30,1	34,0	36,2	37,2	37,9	39,6
50	9,9	13,2	18,8	23,8	25,1	30,8	31,3	35,0	37,6	38,8	39,4	41,2
60	11,0	14,8	20,0	24,8	26,1	31,7	32,3	36,4	38,5	39,7	40,5	42,5
80	11,5	15,2	20,4	26,2	27,7	33,6	34,2	38,7	41,1	42,3	43,0	44,8
100	11,5	15,9	21,1	27,3	28,9	35,2	35,8	39,9	43,0	44,4	45,3	47,2
$2\cdot10^2$	12,7	17,1	23,5	30,5	32,4	39,2	39,8	44,6	47,9	49,5	50,5	52,6
$5\cdot10^2$	13,8	18,3	24,6	33,0	35,2	43,9	44,7	50,5	54,5	56,2	57,3	58,8
10^3	15,5	20,8	28,2	36,9	39,2	48,1	48,9	55,2	59,2	61,1	62,5	65,3
$2\cdot10^3$	17,6	23,0	30,5	39,8	42,3	52,4	53,3	59,9	64,1	66,1	67,4	70,4
$5\cdot10^3$	18,8	24,8	33,1	43,0	45,6	56,4	57,6	65,7	70,0	72,4	74,0	77,0
10^4	18,8	25,7	35,2	45,7	48,5	60,3	61,4	69,3	74,7	77,4	79,1	82,9
$2\cdot10^4$	21,1	28,4	38,4	49,1	51,9	63,4	64,5	72,8	78,2	81,8	83,1	87,3
$5\cdot10^4$	23,3	31,3	42,3	53,4	56,4	68,6	69,7	78,1	83,4	86,6	88,7	93,4
10^5	30,5	38,9	50,5	61,6	64,6	75,1	76,0	82,8	88,3	91,5	93,5	98,1
$2\cdot10^5$	38,3	46,0	56,7	67,9	69,8	79,4	80,3	86,9	92,4	95,8	97,7	102,8
$5\cdot10^5$	44,8	51,8	61,5	71,1	73,7	83,7	84,6	91,7	98,1	101,6	103,9	109,5
10^6	49,3	56,5	66,4	77,0	79,8	89,8	90,7	97,4	103,7	107,0	109,2	114,1
$2\cdot10^6$	57,6	64,1	73,1	82,1	84,5	93,3	94,2	101,0	107,4	111,2	113,6	119,7
$5\cdot10^6$	59,4	67,9	79,7	88,3	91,6	100,6	101,5	108,0	114,1	117,8	120,2	126,0
10^7	64,0	72,8	84,9	93,4	95,7	104,7	105,4	110,3	117,4	121,2	123,6	130,0

Кратность ослабления k	Энергия фотонов, МэВ											
	0,9	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0	2,2	2,75	3,0	4,0	6,0	8,0	10,0
1,5	8,3	8,5	8,6	8,7	8,7	8,8	8,9	9,2	9,4	10,0	11,7	11,7	11,7
2	12,7	12,9	13,3	13,6	13,8	14,1	14,3	15,0	15,3	16,4	18,8	18,8	18,8
5	23,0	23,5	24,6	25,8	27,0	28,2	29,4	31,8	32,9	35,2	38,7	39,3	39,9
8	27,9	28,8	30,5	32,2	33,8	35,2	36,4	38,8	39,9	43,4	48,1	48,7	49,3
10	29,1	29,9	31,9	34,0	35,9	37,6	39,0	42,0	43,4	47,5	51,6	52,8	54,0
20	36,2	37,0	39,9	42,5	44,8	47,0	48,6	52,3	54,0	58,7	64,6	65,7	69,3
30	39,2	40,5	43,7	46,5	49,3	51,6	53,5	57,9	59,9	65,7	71,6	72,8	78,1
40	41,3	42,8	45,3	49,8	52,8	55,2	57,3	61,9	64,0	69,8	77,5	79,2	84,5
50	42,8	44,6	48,5	52,1	55,2	58,1	60,1	64,8	66,9	72,8	81,6	83,9	89,8
60	44,1	45,8	50,1	54,0	57,5	60,5	62,7	67,6	69,8	74,0	85,1	88,0	93,9
80	46,5	48,1	52,4	56,4	59,9	63,4	65,7	71,4	74,0	81,0	90,4	93,9	100,4
100	48,8	50,5	54,5	58,3	62,2	65,7	68,6	74,7	77,5	84,5	95,1	98,0	105,1
$2\cdot10^2$	54,6	56,4	60,8	65,3	69,7	74,0	77,2	84,6	88,6	95,7	108,0	112,1	120,9
$5\cdot10^2$	62,5	64,6	69,8	74,8	79,8	84,5	88,5	97,1	101,0	110,4	124,4	129,7	139,7

Кратность ослабления k	Энергия фотонов, МэВ												
	0,9	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0	2,2	2,75	3,0	4,0	6,0	8,0	10,0
10^3	67,8	70,4	76,1	81,7	87,6	92,7	97,0	106,6	110,9	120,9	137,9	143,2	155,0
$2\cdot10^3$	73,2	75,7	82,2	88,5	94,6	100,4	104,0	115,6	120,9	132,1	150,3	156,1	168,5
$5\cdot10^3$	80,2	82,8	90,2	97,4	104,2	110,9	115,5	127,3	132,7	146,8	166 7	173,8	186,7
10^4	86,1	89,2	97,2	104,5	111,5	118,6	124,7	137,4	143,2	156,7	179,0	187,8	201,3
$2\cdot10^4$	91,1	94,5	102,7	110,8	118,6	126,2	131,7	146,1	152,6	167,3	190,8	201,9	216,0
$5\cdot10^4$	97,9	102,1	111,5	120,4	128,4	136,2	142,0	159,1	164,9	181,4	206,6	218,4	233,6
10^5	102,5	106,8	116,9	126,6	135,7	144,4	150,7	166,6	173,8	191,4	218,4	231,3	248,9
$2\cdot10^5$	108,0	112,7	125,7	135,6	145,1	153,8	160,2	171,9	177,3	201,9	231,3	245,4	263,0
$5\cdot10^5$	114,8	119,7	133,8	142,5	152,6	162,0	169,2	187,6	196,0	214,8	247,1	261,8	281,2
10^6	119,5	124,4	140,2	149,8	160,6	171,4	178,6	193,0	205,4	225,4	260,6	274,7	295,8
$2\cdot10^6$	125,6	131,5	148,4	157,8	169,2	179,6	187,2	205,4	213,7	237,1	272,4	287,6	308,8
$5\cdot10^6$	127,6	133,8	154,7	165,8	178,0	189,0	197,8	218,4	227,8	250,1	287,6	302,9	327,5
10^7	136,2	142,0	160,0	170,8	183,6	194,9	203,4	225,8	236,0	259,4	299,4	314,6	340,5

Таблица П.4. **Толщина защиты из воды, см ($\rho=1{,}0$ г/м^3)**

Кратность ослабления k	Энергия фотонов, МэВ											
	0,1	0,145	0,2	0,279	0,3	0,4	0,412	0,5	0,6	0,662	0,7	0,8
1,5	19	21	23	23	23	22	22	21	21	20	20	20
2	21	24	27	28	28	28	28	28	27	27	27	27
5	25	30	37	42	43	45	45	46	47	17	47	48
8	27	33	41	47	49	52	52	54	54	54	54	56
10	30	36	45	50	51	54	54	57	57	57	58	60
20	33	40	50	58	60	64	64	68	69	70	71	72
30	37	44	54	63	65	70	70	73	75	76	77	79
40	38	46	57	66	69	74	74	77	80	81	82	84
50	39	48	60	69	71	77	77	80	83	84	85	88
60	40	49	62	71	74	79	79	83	86	87	88	91
80	45	53	65	74	77	83	83	87	90	92	93	96
100	46	55	67	77	80	86	86	89	93	95	96	100
$2\cdot10^2$	48	58	73	84	87	94	95	99	103	105	107	111
$5\cdot10^2$	52	65	83	94	97	104	105	110	115	118	120	124
10^3	58	71	89	102	105	113	114	119	125	129	131	136
$2\cdot10^3$	63	76	95	108	112	120	121	128	134	138	140	146
$5\cdot10^3$	68	82	102	117	121	131	132	140	146	150	153	160
10^4	74	89	109	125	129	139	140	148	155	159	162	169
$2\cdot10^4$	80	94	114	131	135	147	148	157	165	169	172	180
$5\cdot10^4$	82	98	121	139	144	157	158	168	177	182	185	193
10^5	88	104	126	145	150	164	165	176	185	190	194	203
$2\cdot10^5$	90	108	133	152	157	172	173	184	194	199	203	213
$5\cdot10^5$	97	115	140	160	166	182	184	195	205	212	216	226
10^6	102	120	146	166	172	189	191	203	213	220	224	234
$2\cdot10^6$	110	128	153	173	179	195	197	211	221	228	232	242
$5\cdot10^6$	120	136	160	181	187	205	207	221	234	242	247	258
10^7	129	145	167	187	193	212	214	229	242	250	256	269

Продолжение табл. П.4

Кратность ослабления k	Энергия фотонов, МэВ												
	0,9	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0	2,2	2,75	3,0	4,0	6,0	8,0	10,0
1,5	20	20	19	19	19	20	20	21	21	22	23	25	25
2	28	28	28	28	29	30	31	33	34	35	39	41	41
5	49	50	52	54	56	59	61	65	67	71	83	89	93
8	57	58	62	66	68	72	74	79	81	89	105	113	120
10	61	62	66	70	74	78	80	85	88	97	115	124	131
20	74	76	82	87	91	96	99	107	111	125	144	159	170
30	81	83	89	94	100	105	109	118	122	139	162	178	190
40	87	89	95	101	106	112	116	126	131	149	173	192	204
50	90	93	99	106	112	118	122	133	138	156	184	204	217
60	93	96	102	109	116	123	127	139	144	162	191	213	226
80	99	102	110	116	123	130	134	147	153	171	204	225	240
100	103	105	114	120	128	134	139	153	159	180	211	235	251
$2\cdot10^2$	115	118	127	135	143	152	157	172	179	204	242	268	285
$5\cdot10^2$	129	133	145	155	164	173	180	199	207	236	278	310	330
10^3	141	145	157	168	178	188	195	216	225	257	305	343	336
$2\cdot10^3$	152	156	170	182	193	204	212	235	245	280	330	372	398
$5\cdot10^3$	165	171	185	199	212	224	234	259	271	308	368	413	443
10^4	177	183	198	213	227	241	251	278	290	330	393	444	477
$2\cdot10^4$	187	194	211	227	243	258	270	298	311	354	420	475	511
$5\cdot10^4$	201	208	227	244	261	277	290	320	334	383	457	516	556
10^5	211	220	240	259	276	294	306	339	353	404	484	547	590
$2\cdot10^5$	221	231	252	272	290	308	322	356	372	426	511	578	622
$5\cdot10^5$	236	246	268	289	310	329	343	389	397	454	543	616	665
10^6	245	254	279	302	324	345	360	396	417	478	571	649	701
$2\cdot10^6$	252	262	287	310	334	357	373	412	435	498	597	677	733
$5\cdot10^6$	270	281	308	333	357	379	397	440	462	528	633	719	778
10^7	280	292	318	345	370	393	411	458	480	549	650	748	810

Таблица П.5. **Экспоненциальные и интегральные показательные функции**

x	e^{-x}	$E_1(x)$	$-E_1(-x)$	x	e^{-x}	$E_1(x)$	$-E_1(-x)$
0,00	1,000	∞	$-\infty$	0,15	0,861	1,464	$-1,165\cdot10^0$
0,01	0,990	4,038	$-4,018\cdot10^0$	0,16	0,852	1,409	$-1,089$
0,02	0,980	3,355	$-3,315$	0,17	0,844	1,358	$-1,017$
0,03	0,970	2,958	$-2,899$	0,18	0,835	1,310	$-0,491\cdot10^{-1}$
0,04	0,961	2,681	$-2,601$	0,19	0,827	1,265	$-8,841$
0,05	0,951	2,468	$-2,368$	0,20	0,819	1,223	8,218
0,06	0,942	2,295	$-2,175$	0,21	0,811	1,183	$-7,619$
0,07	0,932	2,151	$-2,011$	0,22	0,803	1,145	$-7,042$
0,08	0,923	2,027	$-1,867$	0,23	0,795	1,110	$-6,486$
0,09	0,914	1,919	$-1,738$	0,24	0,787	1,076	$-5,947$
0,10	0,905	1,823	$-1,623$	0,25	0,779	1,044	$-5,425$
0,11	0,896	1,737	$-1,517$	0,26	0,771	1,014	$-4,919$
0,12	0,887	1,660	$-1,419$	0,27	0,763	0,985	$-4,427$
0,13	0,878	1,589	$-1,327$	0,28	0,756	0,957	$-3,949$
0,14	0,869	1,524	$-1,244$	0,29	0,748	0,931	$-3,482$

x	e^{-x}	$E_1(x)$	$-E_1(-x)$	x	e^{-x}	$E_1(x)$	$-E_1(-x)$
0,30	0,741	0,906	$-3{,}027\cdot10^{0}$	0,84	0,432	0,289	$1{,}458\ 10^{0}$
0,31	0,733	0,882	−2,582	0,85	0,427	0,284	1,486
0,32	0,726	0,858	−2,147	0,86	0,423	0,279	1,513
0,33	0,719	0,836	−1,721	0,87	0,419	0,274	1,541
0,34	0,712	0,815	−1,304	0,88	0,415	0,269	1,568
0,35	0,705	0,794	$-8{,}943\cdot10^{-2}$	0,89	0,411	0,265	1,595
0,36	0,698	0,772	−4,926	0,90	0,407	0,260	1,623
0,37	0,691	0,755	$-9{,}789\cdot10^{-3}$	0,91	0,403	0,256	1,650
0,38	0,684	0,737	+2,901	0,92	0,399	0,251	1,677
0,39	0,677	0,719	6,718	0,93	0,395	0,247	1,705
0,40	0,670	0,702	$1{,}047\cdot10^{-1}$	0,94	0,391	0,243	1,732
0,41	0,664	0,686	1,418	0,95	0,387	0,239	1,759
0,42	0,657	0,670	1,783	0,96	0,383	0,235	1,786
0,43	0,651	0,655	2,143	0,97	0,379	0,231	1,813
0,44	0,644	0,640	2,498	0,98	0,375	0,227	1,841
0,45	0,638	0,625	2,848	0,99	0,372	0,223	1,868
0,46	0,631	0,611	3,195	1,00	0,368	0,219	1,895
0,47	0,625	0,598	3,537	1,01	0,364	0,216	1,922
0,48	0,619	0,585	3,376	1,02	0,361	0,212	1,949
0,49	0,613	0,572	4,211	1,03	0,357	0,209	1,977
0,50	0,607	0,560	4,542	1,04	0,353	0,205	$2{,}004\cdot10^{0}$
0,51	0,601	0,548	4,870	1,05	0,350	0,202	2,031
0,52	0,595	0,536	$5{,}195\cdot10^{-1}$	1,06	0,346	0,199	2,058
0,53	0,589	0,525	5,517	1,07	0,343	0,195	2,085
0,54	0,583	0,514	5,836	1,08	0,340	0,192	2,113
0,55	0,577	0,503	6,153	1,09	0,336	0,189	2,140
0,56	0,571	0,493	6,467	1,10	0,333	0,186	2,167
0,57	0,566	0,483	6,778	1,11	0,330	0,183	2,195
0,58	0,560	0,473	7,087	1,12	0,326	0,180	2,222
0,59	0,554	0,464	7,894	1,13	0,323	0,177	2,249
0,60	0,549	0,454	7,699	1,14	0,320	0,174	2,277
0,61	0,543	0,445	8,001	1,15	0,317	0,172	2,304
0,62	0,538	0,437	8,302	1,16	0,313	0,169	2,332
0,63	0,533	0,428	8,601	1,17	0,310	0,166	2,359
0,64	0,527	0,420	8,898	1,18	0,307	0,164	2,387
0,65	0,522	0,412	9,194	1,19	0,304	0,161	2,414
0,66	0,517	0,404	9,488	1,20	0,301	0,158	2,442
0,67	0,512	0,396	9,780	1,21	0,298	0,156	2,470
0,68	0,507	0,388	$1{,}007\cdot10^{0}$	1,22	0,295	0,153	2,497
0,69	0,502	0,381	1,036	1,23	0,292	0,151	2,525
0,70	0,497	0,374	1,065	1,24	0,289	0,149	2,553
0,71	0,492	0,367	1,094	1,25	0,287	0,146	2,581
0,72	0,487	0,360	1,122	1,26	0,284	0,144	2,609
0,73	0,482	0,353	1,151	1,27	0,281	0,142	2,637
0,74	0,477	0,347	1,179	1,28	0,278	0,140	2,665
0,75	0,472	0,340	1,207	1,29	0,275	0,138	2,693
0,76	0,468	0,334	1,235	1,30	0,273	0,135	2,721
0,77	0,463	0,328	1,264	1,31	0,270	0,133	2,750
0,78	0,458	0,322	1,292	1,32	0,267	0,131	2,778
0,79	0,454	0,316	1,319	1,33	0,264	0,129	2,806
0,80	0,449	0,311	1,347	1,34	0,262	0,127	2,835
0,81	0,445	0,305	1,375	1,35	0,259	0,125	2,863
0,82	0,440	0,300	1,403	1,36	0,257	0,124	2,892
0,83	0,436	0,294	1,430	1,37	0,254	0,122	2,921

x	e^{-x}	$E_1(x)$	$-E_1(-x)$	x	e^{-x}	$E_1(x)$	$-E_1(-x)$
1,38	0,252	0,120	$2{,}949\cdot10^{0}$	1,92	0,147	$5{,}47\cdot10^{-2}$	$4{,}664\cdot10^{0}$
1,39	0,249	0,118	2,978	1,93	0,145	5,39	4,700
1,40	0,247	0,116	3,007	1,94	0,144	5,31	4,736
1,41	0,244	0,114	3,036	1,95	0,142	5,24	4,772
1,42	0,242	0,113	3,065	1,96	0,141	5,17	4,808
1,43	0,239	0,111	3,094	1,97	0,139	5,10	4,844
1,44	0,237	0,109	3,124	1,98	0,138	5,03	4,881
1,45	0,235	0,108	3,153	1,99	0,137	4,96	4,917
1,46	0,232	0,106	3,182	2,00	0,135	4,89	4,954
1,47	0,230	0,105	3,212	2,1	0,122	4,26	5,333
1,48	0,228	0,103	3,242	2,2	0,111	3,72	5,733
1,49	0,225	0,102	3,271	2,3	0,100	3,25	$6{,}154\cdot10^{0}$
1,50	0,223	0,100	3,301	2,4	$9{,}07\cdot10^{-2}$	2,84	6,601
1,51	0,221	$9{,}85\cdot10^{-2}$	3,331	2,5	8,21	2,49	7,073
1,52	0,219	9,71	3,361	2,6	7,43	2,19	7,576
1,53	0,217	9,57	3,391	2,7	6,72	1,92	8,110
1,54	0,214	9,43	3,422	2,8	$6{,}08\cdot10^{-2}$	$1{,}69\cdot10^{-2}$	$8{,}679\cdot10^{0}$
1,55	0,212	9,29	3,452	2,9	5,50	1,48	9,286
1,56	0,210	$9{,}15\cdot10^{-2}$	$3{,}482\cdot10^{0}$	3,0	4,98	1,30	9,934
1,57	0,208	9,02	3,513	3,1	4,50	1,15	$1{,}062\cdot10^{1}$
1,58	0,206	8,89	3,544	3,2	4,08	1,01	1,137
1,59	0,204	8,76	3,574	3,3	3,69	$8{,}94\cdot10^{-3}$	1,216
1,60	0,202	8,63	3,605	3,4	3,34	7,89	1,301
1,61	0,200	8,51	3,636	3,5	3,02	6,97	1,392
1,62	0,198	8,38	3,667	3,6	2,73	6,16	1,491
1,63	0,196	8,26	3,699	3,7	2,47	5,45	1,596
1,64	0,194	8,14	3,730	3,8	2,24	4,82	1,709
1,65	0,192	8,02	3,761	3,9	2,02	4,27	1,837
1,66	0,190	7,91	3,793	4,0	1,83	3,78	1,963
1,67	0,188	7,80	3,825	4,1	1,66	3,35	2,105
1,68	0,186	7,68	3,857	4,2	1,50	2,97	2,258
1,69	0,185	7,57	3,889	4,3	1,36	2,63	2,423
1,70	0,183	7,47	3,921	4,4	1,23	2,34	2,601
1,71	0,181	7,36	3,953	4,5	1,11	2,07	2,793
1,72	0,179	7,25	3,986	4,6	1,01	1,84	3,001
1,73	0,177	7,15	4,018	4,7	$9{,}10\cdot10^{-3}$	1,64	3,226
1,74	0,176	7,05	4,051	4,8	8,23	1,45	3,469
1,75	0,174	6,95	4,084	4,9	7,45	1,29	3,733
1,76	0,172	6,85	4,117	5,0	6,74	1,15	4,018
1,77	0,170	6,75	4,150	5,1	6,10	1,02	4,327
1,78	0,169	6,66	4,183	5,2	5,52	$9{,}09\cdot10^{-4}$	4,662
1,79	0,167	6,56	4,216	5,3	4,99	8,09	5,025
1,80	0,165	6,47	4,250	5,4	4,52	7,20	5,419
1,81	0,164	6,38	4,283	5,5	4,09	6,41	5,846
1,82	0,162	6,29	4,317	5,6	3,70	5,71	6,310
1,83	0,160	6,20	4,351	5,7	3,35	5,09	6,813
1,84	0,159	6,12	4,385	5,8	3,03	4,53	7,860
1,85	0,157	6,03	4,420	5,9	2,74	4,04	7,954
1,86	0,156	5,95	4,454	6,0	2,48	3,60	8,599
1,87	0,154	5,86	4,489	6,1	2,24	3,21	9,300
1,88	0,153	5,78	4,524	6,2	2,03	2,86	$1{,}006\cdot10^{2}$
1,89	0,151	5,70	4,559	6,3	1,84	2,55	1,089
1,90	0,150	5,62	4,594	6,4	1,66	2,28	1,179
1,91	0,148	5,54	4,629	6,5	1,50	2,03	1,277

x	e^{-x}	$E_1(x)$	$-E_1(-x)$	x	e^{-x}	$E_1(x)$	$-E_1(-x)$
6,6	1,36	$1,82\cdot10^{-4}$	$1,384\cdot10^{2}$	8,9	1,36	$1,39\cdot10^{-5}$	$9,517\cdot10^{3}$
6,7	1,23	1,62	1,500	9,0	1,23	1,24	$1,038\cdot10^{3}$
6,8	1,11	1,45	1,627	9,1	1,12	1,12	1,132
6,9	1,01	1,29	1,765	9,2	1,01	$9,99\cdot10^{-6}$	1,235
7,0	$9,12\cdot10^{-4}$	$1,15\cdot10^{-4}$	$1,915\cdot10^{2}$	9,3	$9,14\cdot10^{-5}$	8,95	1,347
7,1	8,25	1,03	2,078	9,4	8,27	8,02	1,470
7,2	7,47	$9,22\cdot10^{-5}$	2,257	9,5	7,49	7,18	1,605
7,3	6,76	8,24	2,451	9,6	6,77	6,44	1,752
7,4	6,11	7,36	2,663	9,7	6,13	5,77	1,913
7,5	5,53	6,58	2,894	9,8	5,55	5,17	2,089
7,6	5,00	5,89	3,146	9,9	5,02	4,64	2,281
7,7	4,53	5,26	3,420	10,0	4,54	4,16	2,492
7,8	4,10	4,71	3,720	10,5	2,76	2,41	3,884
7,9	3,71	4,21	4,047	11,0	1,67	1,40	6,071
8,0	3,35	3,77	4,404	11,5	1,01	$8,15\cdot10^{-7}$	9,518
8,1	3,04	3,37	4,793	12,0	$6,13\cdot10^{-6}$	4,75	$1,496\cdot10^{4}$
8,2	2,75	3,02	5,218	12,5	3,72	2,77	2,356
8,3	2,49	2,70	5,682	13,0	2,26	1,62	3,720
8,4	2,25	2,42	6,189	13,5	1,37	$9,50\cdot10^{-8}$	5,883
8,5	2,03	2,16	6,742	14,0	$8,30\cdot10^{-7}$	5,57	9,319
8,6	1,84	1,94	7,347	14,5	5,04	3,27	$1,479\cdot10^{5}$
8,7	1,67	1,73	8,007	15,0	3,06	1,92	2,349
8,8	1,51	1,55	8,729				

Таблица II.6. **Интегральный секанс** $F(\theta, \mu x) = \int_0^{\theta} e^{-\mu\delta \sec\theta}\, d\theta$

n	μδ					
	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0
2	$2{,}117\cdot10^{-2}$	$1{,}28\cdot10^{-2}$	$4{,}720\cdot10^{-3}$	$1{,}736\cdot10^{-3}$	$6{,}387\ 10^{-4}$	$2{,}338\ 10^{-4}$
4	4,232	2,565	9,429	3,465	$1{,}274\ 10^{-3}$	4,659
6	6,345	3,844	$1{,}412\cdot10^{-2}$	5,182	1,900	6,962
8	8,453	5,118	1,877	6,879	2,520	9,231
10	$1{,}056\cdot10^{-1}$	6,385	2,337	8,552	3,127	$1{,}143\cdot10^{-3}$
12	1,265	7,646	2,792	$1{,}019\ 10^{-2}$	3,720	1,356
14	1,474	8 896	3,240	1,180	4,296	1,562
16	1,682	$1{,}014\cdot10^{-1}$	3,680	1,336	4,851	1,759
18	1,889	1,136	4,111	1,487	5,384	1,946
20	2,095	1,257	4,531	1,633	5,891	2,122
22	2,299	1,377	4,941	1,773	6,373	2,286
24	2,502	1,495	5,338	1,907	6,825	2,438
26	2,703	1,610	5,722	2,035	7,247	2,577
28	2,902	1,724	6,092	2,155	7,640	2,705
30	3,099	1,835	6,447	2,268	8,001	2,820
32	3,294	1,944	6,785	2,373	8,363	2,923
34	3,486	2,050	7,107	2,471	8,658	3,014
36	3,676	2,153	7,410	2,560	8,922	3,092
38	3,862	2,252	7,695	2,638	9,154	3,160
40	4,046	2,349	7,961	2,712	9,356	3,218
42	4,226	2,441	8,206	2,777	9,531	3,265
44	4,402	2,530	8,432	2,835	9,677	3,303
46	4,574	2,615	8,639	2,885	9,799	3,333
48	4,741	2,296	8,826	2,928	9,900	3,356
50	4,904	2,772	8,892	2,964	9,977	3,373
52	5,062	2,843	9,138	2,993	$1{,}004\cdot10^{-2}$	3,385
54	5,211	2,909	9,263	3,018	1,008	3,394
56	5,360	2,970	9,372	3,037	1,012	3,398
58	5,499	3,026	9,461	3,051	1,014	3,399
60	5,631	3,076	9,533	3,061	1,015	3,399
62	5,755	3,120	9,589	3,069	1,016	3,399
64	5,871	3,159	9,632	3,074	1,017	3,399
66	5,978	3,192	9,663	3,077	1,017	3,399
68	6,075	3,219	9,684	3,078	1,017	3,399
70	5,161	3,240	9,698	3,079	1,017	3,399
72	6,236	3,256	9,706	3,079	1,017	3,399
74	6,299	3,268	9,709	3,080	1,017	3,399
76	6,350	3,275	9,710	3,080	1,017	3,399
78	6,388	3,279	9,711	3,080	1,017	3,399
80	6,413	3,281	9,711	3,080	1,017	3,399
82	6,428	3,282	9,711	3,080	1,017	3,399
84	6,434	3,282	9,711	3,080	1,017	3,399
86	6,436	3,282	9,711	3,080	1,017	3,399
88	6,436	3,282	9,711	3,080	1,017	3,399
90	6,436	3,282	9,711	3,080	1,017	3,399

μδ						
6,0	7,0	8,0	9,0	10,0	12,0	14,0
$8{,}725\cdot10^{-5}$	$3{,}141\cdot10^{-5}$	$1{,}163\ 10^{-6}$	$4{,}296\cdot10^{-6}$	$1{,}579\cdot10^{-6}$	$2{,}136\cdot10^{-7}$	$2{,}89\cdot10^{-8}$
$1{,}727\ 10^{-4}$	6,282	2,324	8,545	3,140	4,240	5,732
2,565	9,423	3,458	$1{,}270\cdot10^{-5}$	4,662	6,284	8,477
3,385	$1{,}256\ 10^{-4}$	4,559	1,672	6,129	8,241	$1{,}108\cdot10^{-7}$
4,188	1,553	5,618	2,057	7,527	$1{,}007\cdot10^{-6}$	1,352
4,973	1,832	6,625	2,420	8,839	1,176	1,575
5,724	2,094	7,572	2,760	$1{,}006\ 10^{-5}$	1,332	1,776
6,422	2,338	8,458	3,073	1,117	1,472	1,953
7,067	2,565	9,271	3,359	1,217	1,596	2,106
7,678	2,774	$1{,}001\cdot10^{-4}$	3,615	1,306	1,704	2,235
8,236	2,966	1,068	3,842	1,384	1,795	2,343
8,742	3,123	1,126	4,040	1,451	1,871	2,426
9,214	3,281	1,177	4,209	1,507	1,934	2,490
9,632	3,420	1,221	4,352	1,554	1,983	2,543
9,999	3,542	1,260	4,471	1,592	2,022	2,582
$1{,}031\cdot10^{-3}$	3,630	1,293	4,567	1,622	2,051	2,611
1,057	3,717	1,318	4,645	1,645	2,073	2,630
1,080	3,787	1,339	4,707	1,663	2,088	2,644
1,099	3,839	1,355	4,753	1,676	2,098	2,653
1,115	3,874	1,368	4,786	1,685	2,159	2,659
1,127	3,907	1,376	4,809	1,691	2,203	2,662
1,136	3,931	1,383	4,825	1,695	2,230	2,664
1,143	3,949	1,387	4,836	1,698	2,246	2,665
1,148	3,962	1,390	4,843	1,699	2,254	2,665
1,152	3,970	1,392	4,846	1,700	2,258	2,665
1,154	3,975	1,393	4,849	1,701	2,261	2,665
1,156	3,978	1,394	4,850	1,701	2,261	2,665
1,157	3,980	1,394	4,850	1,701	2,262	2,665
1,158	3,981	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665
1,158	3,982	1,394	4,851	1,701	2,262	2,665

Таблица П.7. **Дозовые факторы накопления для точечного изотропного источника в бесконечной среде $B^D_\infty(E_\gamma, Z, \mu x)$**

E_γ, МэВ	μx						
	1	2	4	7	10	15	20
Алюминий							
0,5	2,37	4,24	9,47	21,5	38,9	80,8	141
0,662	2,18	3,85	8,16	17,3	30,0	66,4	104
1,0	2,02	3,31	6,57	13,1	21,2	37,9	58,5
1,25	1,92	3,06	5,90	11,3	17,4	29,8	45,5
2,0	1,75	2,61	4,62	8,05	11,9	18,7	26,3
2,75	1,66	2,39	3,92	6,50	9,30	12,1	19,5
3,0	1,64	2,32	3,78	6,14	8,65	13,0	17,7
4,0	1,53	2,08	3,22	5,01	6,88	10,1	13,4
6,0	1,42	1,85	2,70	4,06	5,49	7,97	10,4
8,0	1,34	1,68	2,37	3,45	4,58	6,56	8,52
10,0	1,28	1,55	2,12	3,01	3,96	5,63	7,32
Свинец							
0,5	1,24	1,42	1,69	2,0	2,27	2,65	2,73
0,662	1,33	1,56	1,92	2,42	2,88	3,42	4,00
1,0	1,37	1,69	2,26	3,02	3,74	4,81	5,86
1,25	1,38	1,72	2,41	3,27	4,12	5,40	7,40
2,0	1,39	1,76	2,51	3,66	4,84	6,87	9,00
2,75	1,36	1,72	2,46	3,75	5,72	8,00	9,22
3,0	1,34	1,68	2,43	3,75	5,30	8,44	12,3
4,0	1,27	1,56	2,25	3,61	5,44	9,80	16,3
6,0	1,18	1,40	1,97	3,34	5,69	13,8	32,7
8,0	1,14	1,30	1,74	2,89	5,07	14,1	44,6
10,0	1,11	1,23	1,58	2,52	4,34	12,5	39,2

Продолжение табл. П.7

E_γ, МэВ	μx									
	0,5	1	2	4	7	10	15	20	30	40
Воздух										
0,50	1,60	2,44	4,84	12,6	31,6	60,6	134	241	567	1050
0,60	1,56	2,33	4,46	10,9	26,0	47,9	100	173	379	665
0,80	1,50	2,17	3,94	8,88	19,4	33,5	64,9	105	210	345
1,00	1,47	2,08	3,60	7,60	15,6	25,8	47,0	72,8	136	212
1,50	1,42	1,92	3,09	5,86	10,8	16,7	27,7	40,2	68,5	100
2,00	1,38	1,83	2,81	4,96	8,61	12,6	20,0	27,9	45,0	63,2
3,00	1,34	1,71	2,46	4,00	6,43	8,97	13,4	17,9	27,2	36,7
4,00	1,31	1,63	2,25	3,46	5,31	7,19	10,3	13,5	19,9	26,3
5,00	1,29	1,57	2,09	3,11	4,62	6,13	8,63	11,1	16,1	21,0
6,00	1,27	1,52	1,97	2,85	4,14	5,42	7,51	9,58	13,6	16,9
8,00	1,23	1,43	1,80	2,50	3,51	4,49	6,08	7,64	10,7	14,1
10,00	1,20	1,37	1,68	2,26	3,10	3,92	5,25	6,55	9,11	11,6
15,00	1,15	1,28	1,49	1,90	2,50	3,08	4,03	4,96	6,75	8,31

E_γ, МэВ	μx									
	0,5	1	2	4	7	10	15	20	30	40
Вода										
0,30	1,75	2,85	6,30	19,3	57,8	126	327	676	1990	4410
0,40	1,66	2,61	5,44	15,3	41,9	85,0	202	387	999	1990
0,50	1,60	2,44	4,88	12,8	32,7	62,9	139	252	594	1110
0,60	1,56	2,33	4,49	11,2	26,7	49,3	104	179	395	695
0,80	1,50	2,17	3,96	9,00	19,8	34,2	66,3	108	215	353
1,00	1,47	2,08	3,62	7,68	15,8	26,1	47,7	74,0	139	218
1,50	1,41	1,92	3,10	5,88	10,9	16,7	27,8	40,4	68,7	101
2,00	1,38	1,83	2,81	4,98	8,65	12,7	20,1	28,0	45,2	63,7
3,00	1,34	1,71	2,46	4,00	6,43	8,97	13,3	17,8	27,1	36,5
4,00	1,31	1,63	2,24	3,46	5,30	7,16	10,3	13,4	19,7	25,9
5,00	1,28	1,56	2,08	3,08	4,58	6,05	8,49	10,9	15,7	20,4
6,00	1,27	1,51	1,97	2,84	4,12	5,37	7,41	9,42	13,3	16,4
8,00	1,23	1,43	1,80	2,49	3,48	4,44	5,99	7,49	10,4	13,4
10,00	1,20	1,37	1,68	2,25	3,07	3,86	5,14	6,38	8,78	11,2
15,00	1,15	1,28	1,49	1,90	2,49	3,05	3,96	4,84	6,51	7,91
Бетон обычный										
0,1	1,89	2,78	4,63	8,80	16,3	25,6	44,9	69,1	131	214
0,15	1,84	2,82	5,13	11,2	24,2	42,7	87,6	153	353	664
0,2	1,78	2,72	5,05	11,6	26,7	49,6	109	201	507	1020
0,3	1,68	2,52	4,66	10,8	25,6	48,2	107	198	497	985
0,4	1,61	2,37	4,31	9,85	22,8	42,1	90,7	162	383	719
0,5	1,57	2,27	4,03	8,97	20,2	36,4	75,6	131	292	523
0,6	1,53	2,18	3,80	8,25	18,0	31,8	63,6	107	226	389
0,8	1,48	2,06	3,47	7,18	14,9	25,1	47,4	75,7	149	242
1,0	1,45	1,98	3,24	6,42	12,7	20,7	37,2	57,1	106	164
1,5	1,39	1,85	2,86	5,25	9,58	14,6	24,2	35,0	59,6	87,1
2,0	1,37	1,77	2,65	4,61	7,97	11,7	18,6	26,0	42,2	59,8
3,0	1,33	1,67	2,38	3,84	6,20	8,71	13,1	17,7	27,4	37,4
4,0	1,31	1,61	2,18	3,37	5,23	7,15	10,5	13,9	20,9	28,4
5,0	1,27	1,53	2,04	3,03	4,57	6,15	8,85	11,6	17,3	24,8
6,0	1,26	1,49	1,93	2,80	4,14	5,52	7,86	10,2	15,2	20,5
8,0	1,22	1,41	1,76	2,45	3,51	4,59	6,43	8,31	12,2	16,2
10,0	1,19	1,35	1,64	2,22	3,10	4,01	5,57	7,19	10,6	14,5
15,0	1,15	1,26	1,46	1,86	2,50	3,16	4,34	5,59	8,27	10,9
Железо										
0,50	1,48	1,99	3,12	5,96	11,7	19,1	35,1	55,4	108	177
0,60	1,46	1,96	3,07	5,90	11,6	19,0	34,8	54,8	107	173
0,80	1,43	1,90	2,96	5,62	10,9	17,5	31,4	48,5	91,0	144
1,00	1,41	1,85	2,85	5,30	10,0	15,8	27,5	41,3	74,5	114
1,50	1,37	1,76	2,62	4,65	8,30	12,5	20,6	29,7	50,4	73,8
2,00	1,35	1,71	2,49	4,25	7,33	10,8	17,4	24,6	40,9	59,1
3,00	1,32	1,64	2,28	3,68	6,09	8,80	13,8	19,4	31,7	45,5
4,00	1,30	1,57	2,12	3,29	5,31	7,60	11,9	16,8	27,9	40,6
5,00	1,27	1,51	1,97	2,98	4,73	6,75	10,7	15,2	25,9	38,8
6,00	1,25	1,47	1,87	2,76	4,33	6,18	9,85	14,2	25,1	38,8
8,00	1,22	1,39	1,71	2,41	3,71	5,30	8,64	12,9	24,5	40,9
10,0	1,19	1,33	1,59	2,16	3,27	4,09	7,88	12,3	25,7	47,6
15,0	1,14	1,24	1,41	1,80	2,61	3,77	6,80	11,8	32,8	82,8

Таблица П.8. **Дозовые факторы накопления для плоского изотропного источника в бесконечной среде**

E_γ, МэВ	μx						μx					
	1	2	4	7	10	15	1	2	4	7	10	15
	Вода						Алюминий					
1,0	3,62	5,52	9,64	17,2	27,2	51,8	3,15	4,69	8,04	14,2	22,4	43,0
2,0	2,64	3,72	5,80	9,07	12,7	20,3	2,24	3,43	5,33	8,37	11,9	19,4
3,0	2,26	3,06	4,53	6,70	8,95	12,8	2,21	2,98	4,45	6,68	9,13	14,1
4,0	2,06	2,72	3,92	5,62	7,32	10,4	1,99	2,60	3,74	5,40	7,15	10,5
6,0	1,08	2,28	3,16	4,37	5,55	7,63	1,82	2,32	3,22	4,51	5,84	8,42
8,0	1,62	1,99	2,65	3,55	4,41	5,92	—	—	—	—	—	—
10,0	1,52	1,84	2,40	3,15	3,86	5,06	1 48	1,78	2,34	3,16	4,03	5,70
	Железо						Свинец					
0,5	2,93	4,33	7,39	13,0	20,4	38,1	1,34	1,51	1,77	2,06	2,31	2,74
1,0	2,77	4,01	6,61	11,2	16,8	29,7	1,56	1,88	2,43	3,14	3,80	4,96
2,0	2,28	3,14	4,86	7,68	10,9	17,9	1,58	1,96	2,70	3,85	5,14	7,77
3,0	2,14	2,89	4,38	6,77	9,48	15,1	1,52	1,89	2,66	4,02	5,73	9,80
4,0	1,86	2,43	3,55	5,35	7,40	11,6	1,45	1,79	2,54	3,99	6,04	11,6
6,0	1,66	2,10	3,01	4,53	6,32	10,2	1,34	1,61	2,30	3,90	6,61	15,9
8,0	1,47	1,80	2,49	3,67	5,11	8,33	1,25	1,47	2,07	3,62	6,51	17,8
10,0	1,37	1,64	2,24	3,34	4,78	8,30	1,16	1,32	1,78	3,04	5,50	15,6

Таблица П 9. **Отношение дозовых факторов накопления для барьерной геометрии к дозовым факторам накопления в бесконечной среде для точечного изотропного источника**

$$\delta_D(E_\gamma, Z) = \frac{B_6^D(E_\gamma, Z, \mu x)}{B_\infty^D(E_\gamma, Z, \mu x)}$$

E_γ, МэВ	Вода	Al	Fe	Sn	Pb
0,5	0,750	0,799	0,869	0,941	0,983
1,0	0,830	0,845	0,903	0,952	0,986
2,0	0,892	0,905	0,929	0,965	0,989
3,0	0,924	0,930	0,943	0,974	0,990
4,0	0,941	0,946	0,956	0,979	0,993
6,0	0,961	0,965	0,973	0,986	0,994
8,0	0,970	0,976	0,983	0,986	0,995
10,0	0,974	0,983	0,987	0,984	0,996

Таблица П.10. **Дозовые факторы накопления точечного изотропного источника в барьерной геометрии**

$B_6^D(E_\gamma, Z, \mu x) = \delta(E_\gamma, Z) B_\infty^D(E_\gamma, Z, \mu x)$

E_γ, МэВ	μx					
	1	2	4	7	10	15
			Вода			
0,5	1,89	3,85	10,7	29,2	58,4	134
1,0	1,70	2,96	6,11	12,9	21,6	40,1
2,0	1,63	2,47	4,35	7,55	11,1	17,4
3,0	1,56	2,24	3,61	5,75	7,98	11,8
4,0	1,49	2,04	3,14	4,83	6,53	9,40
6,0	1,39	1,84	2,65	3,84	4,98	6,80
8,0	1,34	1,69	2,33	3,24	4,12	5,50
10,0	1,30	1,59	2,13	2,90	3,62	4,76
			Железо			
0,5	1,76	2,68	5,20	10,1	16,7	30,8
1,0	1,69	2,61	4,86	9,18	14,7	25,5
2,0	1,63	2,26	3,84	6,73	10,1	16,4
3,0	1,46	2,03	3,32	5,50	8,02	12,7
4,0	1,39	1,85	2,91	4,70	6,80	10,7
6,0	1,30	1,67	2,51	4,03	5,85	9,60
8,0	1,25	1,53	2,19	3,43	4,99	8,35
10,0	1,18	1,40	1,92	2,95	4,29	7,42
			Алюминий			
0,5	1,90	3,39	7,56	17,4	31,1	64,6
1,0	1,71	2,80	5,55	11,1	17,9	32,0
2,0	1,59	2,36	4,19	7,30	10,8	16,9
3,0	1,53	2,16	3,52	5,70	8,05	12,1
4,0	1,45	1,97	3,04	4,75	6,50	9,55
6,0	1,36	1,79	2,61	3,93	5,30	7,70
8,0	1,31	1,64	2,31	3,37	4,47	6,41
10,0	1,26	1,52	2,08	2,97	3,89	5,53
			Свинец			
0,5	1,22	1,39	1,66	1,97	2,23	2,61
1,0	1,35	1,67	2,22	2,98	3,69	4,75
2,0	1,38	1,74	2,48	3,62	4,78	6,80
3,0	1,33	1,67	2,41	3,77	5,25	8,35
4,0	1,26	1,55	2,23	3,58	5,40	9,73
6,0	1,17	1,39	1,96	3,31	5,65	13,7
8,0	1,13	1,29	1,73	2,87	5,05	14,02
10,0	1,11	1,22	1,57	2,51	4,32	12,4

Таблица П.11. **Константы A_1, α_1 и α_2 для представления дозового фактора накопления в экспоненциальной форме для точечного изотропного источника в бесконечной среде**

$B_\infty^D = A_1 e^{-\alpha_1 \mu x} - (1 - A_1) e^{-\alpha_2 \mu x}$

Материал	E_γ, МэВ	A_1	$-\alpha_1$	α_2
Бода	0,5	24,0	0,138	0,0
	1,0	11,0	0,104	0,030
	2,0	6,4	0,076	0,092
	3,0	5,2	0,062	0,108
	4,0	4,5	0,056	0,117
	6,0	3,6	0,050	0,124
	8,0	3,0	0,045	0,128
	10,0	2,7	0,042	0,130
Алюминий	1,0	8,0	0,11	0,044
	2,0	5,5	0,082	0,093
	3,0	4,5	0,074	0,116
	4,0	3,8	0,066	0,130
	6,0	3,1	0,064	0,152
	8,0	2,3	0,062	0,150
	10,0	2,25	0,060	0,128
Железо	0,5	10,0	0,0948	0,012
	1,0	8,0	0,0895	0,04
	2,0	5,5	0,0788	0,07
	3,0	5,0	0,074	0,075
	4,0	3,75	0,075	0,082
	6,0	2,9	0,082	0,075
	8,0	2,35	0,083	0,055
	10,0	2,0	0,095	0,012
Свинец	0,5	1,65	0,032	0,296
	1,0	2,45	0,045	0,178
	2,0	2,60	0,071	0,103
	3,0	2,15	0,097	0,077
	4,0	1,65	0,123	0,064
	5,11	1,20	0,152	0,059
	6,0	0,96	0,175	0,059
	8,0	0,67	0,204	0,067
	10,0	0,50	0,214	0,08
Бетон (ρ=2,35 г/см^3)	0,5	104,0646	0,06391	—0,04423
	0,6	101,6332	0,05752	—0,03888
	0,8	110,2822	0,04654	—0,03200
	1,0	101,4567	0,3845	—0,02457
	1,5	32,8117	0,03522	—0,00174
	2,0	39,3072	0,02468	—0,00162
	3,0	13,7579	0,02849	0,02761
	4,0	14,2241	0,02223	0,02316
	5,0	9,2680	0,02666	0,03280
	6,0	8,8694	0,02358	0,03132
	8,0	7,0033	0,02304	0,03323
	10,0	5,3187	0,02652	0,03799
	15,0	4,7588	0,02340	0,02849

Таблица П.12. **Массовый μ_m и линейный μ коэффициенты ослабления и длина свободного пробега l для различных материалов в зависимости от энергии фотонного излучения**

E_γ, МэВ	$(\mu)_m$, см²/г	μ, см⁻¹	l, см	$(\mu)_m$, см²/г	μ, см⁻¹	l, см
	Вода, ρ=1,0 г/см³			Воздух, ρ=1,2928·10⁻³ г/см³		
0,01	4,99	4,99	0,200	4,81	6,22	0,161
0,015	1,50	1,50	0,667	1,45	1,87	0,535
0,02	0,707	0,707	1,41	0,678	0,876	1,14
0,03	0,325	0,325	3,08	0,304	0,393	2,54
0,04	0,238	0,238	4,20	0,219	0,283	3,53
0,05	0,207	0,207	4,83	0,188	0,243	4,12
0,06	0,192	0,192	5,21	0,173	0,224	4,46
0,08	0,175	0,175	5,71	0,158	0,204	4,90
0,1	0,165	0,165	6,06	0,149	0,193	5,18
0,145	0,150	0,150	6,67	0,135	0,174	5,75
0,15	0,148	0,148	6,76	0,133	0,172	5,81
0,2	0,136	0,136	7,35	0,122	0,158	6,33
0,279	0,121	0,121	8,26	0,109	0,141	7,09
0,3	0,118	0,118	8,47	0,106	0,137	7,30
0,4	0,106	0,106	9,43	0,0952	0,123	8,13
0,412	0,105	0,105	9,52	0,0940	0,122	8,20
0,5	0,0966	0,0966	10,4	0,0869	0,112	8,93
0,6	0,0894	0,0894	11,2	0,0804	0,104	9,62
0,662	0,0857	0,0857	11,7	0,0770	0,0995	10,0
0,8	0,0786	0,0786	12,7	0,0707	0,0914	10,9
1,0	0,0706	0,0706	14,2	0,0635	0,0821	12,2
1,25	0,0631	0,0631	15,8	0,0568	0,0734	13,6
1,5	0,0575	0,0575	17,4	0,0517	0,0668	15,0
2,0	0,0494	0,0494	20,2	0,0444	0,0574	17,4
2,75	0,0410	0,0410	24,4	0,0365	0,0472	21,2
3,0	0,0397	0,0397	25,2	0,0358	0,0463	21,6
4,0	0,0340	0,0340	29,4	0,0308	0,0398	25,1
5,0	0,0303	0,0303	33,0	0,0275	0,0356	28,1
6,0	0,0277	0,0277	36,1	0,0252	0,0326	30,7
8,0	0,0243	0,0243	41,2	0,0223	0,0288	34,7
10,0	0,0222	0,0222	45,0	0,0204	0,0264	37,9

E_γ, МэВ	$(\mu)_m$, см²/г	μ, см⁻¹	l, см	$(\mu)_m$, см²/г	μ, см⁻¹	l, см
	Алюминий, ρ=2,70 г/см³			Бетон, ρ=2,8 г/см³		
0,01	25,9	69,9	0,0143	26,2	60,3	0,0166
0,015	7,48	20,2	0,0495	7,98	18,4	0,0543
0,02	3,19	8,61	0,116	3,42	7,87	0,127
0,03	1,00	2,70	0,370	1,08	2,48	0,403
0,04	0,493	1,33	0,752	0,531	1,22	0,820
0,05	0,319	0,861	1,16	0,341	0,784	1,28
0,06	0,243	0,656	1,52	0,259	0,596	1,68
0,08	0,181	0,489	2,04	0,192	0,442	2,26
0,1	0,157	0,424	2,36	0,166	0,382	2,62
0,145	0,134	0,362	2,76	0,139	0,320	3,12
0,15	0,132	0,356	2,81	0,138	0,317	3,15
0,2	0,119	0,321	3,12	0,124	0,285	3,51
0,279	0,106	0,286	3,50	0,110	0,253	3,95
0,3	0,103	0,278	3,60	0,107	0,246	4,06
0,4	0,0917	0,248	4,03	0,0954	0,219	4,57
0,412	0,0907	0,245	4,08	0,0940	0,216	4,63
0,5	0,0839	0,226	4,42	0,0871	0,200	5,00

E_γ, МэВ	$(\mu)_m$, см²/г	μ, см⁻¹	l, см	$(\mu)_m$, см²/г	μ, см⁻¹	l, см
	Алюминий, ρ=2,70 г/см³			Бетон, ρ=2,3 г/см³		
0,6	0,0774	0,209	4,78	0,0806	0,185	5,40
0,662	0,0743	0,201	4,98	0,0771	0,177	5,65
0,8	0,0681	0,184	5,43	0,0707	0,163	6,13
1,0	0,0612	0,165	6,06	0,0636	0,146	6,85
1,25	0,0550	0,148	6,76	0,0568	0,131	7,63
1,5	0,0500	0,135	7,41	0,0518	0,119	8,40
2,0	0,0431	0,116	8,62	0,0447	0,103	9,71
2,75	0,0368	0,0994	0,1	0,0380	0,0874	11,4
3,0	0,0355	0,0958	10,4	0,0364	0,0837	11,9
4,0	0,0310	0,0837	11,9	0,0319	0,0734	13,6
5,0	0,0283	0,0764	13,1	0,0289	0,0665	15,0
6,0	0,0266	0,0718	13,9	0,0269	0,0619	16,2
8,0	0,0243	0,0656	15,2	0,0244	0,0561	17,8
10,0	0,0232	0,0626	16,0	0,0230	0,0529	18,9

E_γ, МэВ	$(\mu)_m$, см²/г	μ, см⁻¹	l, см	$(\mu)_m$, см²/г	μ, см⁻¹	l, см
	Железо, ρ=7,86 г/см³			Свинец, ρ=11,34 г/см³		
0,01	169	1330	0,0008	123	1390	0,0007
0,015	56,0	440	0,0023	107	1210	0,0008
0,02	25,0	196	0,0051	82,8	939	0,0011
0,03	7,80	61,3	0,0163	28,5	323	0,0031
0,04	3,41	26,8	0,0373	13,3	151	0,0066
0,05	1,81	14,2	0,0704	7,24	82,1	0,0122
0,06	1,11	8,72	0,115	4,48	50,8	0,0197
0,08	0,537	4,22	0,237	2,08	23,6	0,0424
0,1	0,331	2,60	0,385	5,32	60,3	0,0166
0,145	0,192	1,51	0,662	2,17	24,6	0,0406
0,15	0,177	1,39	0,719	1,92	21,8	0,0459
0,2	0,135	1,06	0,943	0,942	10,7	0,0934
0,279	0,110	0,865	1,16	0,410	4,65	0,215
0,3	0,106	0,833	1,20	0,375	4,25	0,235
0,4	0,0912	0,717	1,39	0,215	2,44	0,410
0,412	0,0900	0,707	1,41	0,205	2,32	0,431
0,5	0,822	0,646	1,55	0,150	1,70	0,588
0,6	0,0757	0,595	1,68	0,117	1,33	0,752
0,662	0,0725	0,570	1,75	0,104	1,18	0,847
0,8	0,0662	0,520	1,92	0,0840	0,952	1,05
1,0	0,0594	0,467	2,14	0,0680	0,771	1,30
1,25	0,0537	0,422	2,37	0,0580	0,658	1,52
1,5	0,0485	0,381	2,62	0,0509	0,577	1,73
2,0	0,0424	0,333	3,00	0,0448	0,508	1,97
2,75	0,0370	0,291	3,44	0,0420	0,476	2,10
3,0	0,0361	0,284	3,52	0,0413	0,468	2,14
4,0	0,0331	0,260	3,85	0,0416	0,472	2,12
5,0	0,0315	0,248	4,03	0,0424	0,481	2,08
6,0	0,0305	0,240	4,17	0,0436	0,494	2,02
8,0	0,0298	0,234	4,27	0,0459	0,520	1,92
10,0	0,0298	0,234	4,27	0,0485	0,550	1,82

Таблица П.13. Массовый $(\mu_{en})_m$ и линейный μ_{en} коэффициенты поглощения энергии для различных материалов в зависимости от энергии фотонного излучения

E_γ, МэВ	$(\mu_{en})_m$, см²/г	μ_{en}, см⁻¹	$(\mu_{en})_m$, см²/г	μ_{en}, см⁻¹
	Вода, $\rho=1{,}0$ г/см³		Воздух, $\rho=1{,}2928\cdot10^{-3}$ г/см³	
0,01	4,84	4,84	4,65	6,01
0,015	1,34	1,34	1,30	1,68
0,02	0,536	0,536	0,527	0,681
0,03	0,152	0,152	0,150	0,194
0,04	0,0680	0,0680	0,0671	0,0867
0,05	0,0415	0,0415	0,0404	0,0522
0,06	0,0315	0,0315	0,0301	0,0889
0,08	0,0258	0,0258	0,0239	0,0309
0,1	0,0254	0,0254	0,0232	0,0300
0,145	0,0273	0,0273	0,0247	0,0319
0,15	0,0276	0,0276	0,0249	0,0322
0,2	0,0297	0,0297	0,0267	0,0345
0,279	0,0316	0,0316	0,0284	0,0367
0,3	0,0319	0,0319	0,0287	0,0371
0,4	0,0328	0,0328	0,0295	0,0381
0,412	0,0329	0,0329	0,0295	0,0381
0,5	0,0330	0,0330	0,0297	0,0384
0,6	0,0328	0,0328	0,0295	0,0381
0,662	0,0326	0,0326	0,0294	0,0380
0,8	0,0320	0,0320	0,0288	0,0372
1,0	0,0310	0,0310	0,0279	0,0361
1,25	0,0296	0,0296	0,0266	0,0344
1,5	0,0283	0,0283	0,0254	0,0328
2,0	0,0260	0,0260	0,0234	0,0302
2,75	0,0235	0,0235	0,0212	0,0274
3,0	0,0228	0,0228	0,0206	0,0266
4,0	0,0206	0,0206	0,0187	0,0242
5,0	0,0192	0,0192	0,0174	0,0225
6,0	0,0180	0,0180	0,0165	0,0213
8,0	0,0166	0,0161	0,0152	0,0196
10,0	0,0156	0,0156	0,0144	0,0186

E_γ, МэВ	$(\mu_{en})_m$, см²/г	μ_{en}, см⁻¹	$(\mu_{en})_m$, см²/г	μ_{en}, см⁻¹
	Алюминий, $\rho=2{,}70$ г/см³		Бетон, $\rho=2{,}3$ г/см³	
0,01	25,4	68,6	25,1	57,7
0,015	7,32	19,8	7,65	17,6
0,02	3,06	8,26	3,21	7,38
0,03	0,857	2,31	0,910	2,09
0,04	0,353	0,953	0,384	0,883
0,05	0,181	0,489	0,198	0,455
0,06	0,108	0,292	0,117	0,269
0,08	0,0542	0,146	0,0591	0,126
0,1	0,0373	0,101	0,0407	0,0936
0,145	0,0281	0,0759	0,0301	0,0693
0,15	0,0277	0,0748	0,0298	0,0685
0,2	0,0272	0,0734	0,0286	0,0658

Продолжение табл. П.13

E_γ, МэВ	$(\mu_{en})_m$, см²/г	μ_{en}, см⁻¹	$(\mu_{en})_m$, см²/г	μ_{en}, см⁻¹
0,279	0,0279	0,0753	0,0291	0,0669
0,3	0,0281	0,0759	0,0293	0,0674
0,4	0,0286	0,0772	0,0298	0,0685
0,412	0,0286	0,0772	0,0298	0,0685
0,5	0,0290	0,0783	0,0299	0,0688
0,6	0,0283	0,0764	0,0296	0,0681
0,662	0,0281	0,0759	0,0293	0,0674
0,8	0,0277	0,0748	0,0287	0,0660
1,0	0,0268	0,0724	0,0278	0,0639
1,25	0,0255	0,0688	0,0266	0,0612
1,5	0,0243	0,0656	0,0254	0,0584
2,0	0,0225	0,0608	0,0236	0,0543
2,75	0,0206	0,0556	0,0211	0,0485
3,0	0,0202	0,0545	0,0208	0,0478
4,0	0,0188	0,0508	0,0194	0,0446
5,0	0,0180	0,0486	0,0183	0,0421
6,0	0,0175	0,0472	0,0177	0,0407
8,0	0,0170	0,0459	0,0170	0,0391
10,0	0,0168	0,0454	0,0166	0,0382

E_γ, МэВ	$(\mu_{en})_m$, см²/г	μ_{en}, см⁻¹	$(\mu_{en})_m$, см²/г	μ_{en}, см⁻¹
	Железо, $\rho=7{,}86$ г/см³		Свинец, $\rho=11{,}34$ г/см³	
0,01	138	1080	123	1390
0,015	49,2	387	88,4	1000
0,02	22,6	178	68,3	774
0,03	7,21	56,7	25,1	285
0,04	3,14	24,7	12,0	136
0,05	1,62	12,7	6,66	75,5
0,06	0,952	7,48	4,10	46,5
0,08	0,408	3,21	1,90	21,5
0,1	0,217	1,70	2,23	25,3
0,145	0,0850	0,668	1,22	13,8
0,15	0,0787	0,618	1,14	12,9
0,2	0,0479	0,376	0,625	7,09
0,279	0,0361	0,284	0,300	3,40
0,3	0,0335	0,263	0,259	2,94
0,4	0,0303	0,238	0,144	1,63
0,412	0,0301	0,236	0,137	1,55
0,5	0,0292	0,230	0,0956	1,08
0,6	0,0284	0,223	0,0715	0,811
0,662	0,0280	0,220	0,0645	0,731
0,8	0,0272	0,214	0,0485	0,550
1,0	0,0260	0,204	0,0378	0,429
1,25	0,0249	0,196	0,0320	0,363
1,5	0,0238	0,187	0,0276	0,313
2,0	0,0221	0,174	0,0244	0,277
2,75	0,0208	0,163	0,0237	0,269
3,0	0,0205	0,161	0,0236	0,268
4,0	0,0199	0,156	0,0248	0,281
5,0	0,0198	0,156	0,0264	0,299

E_γ, МэВ	(μ_{en}), см²/г	μ_{en}, см⁻¹	$(\mu)_{en}$, см²/г	μ_{en}, см⁻¹
6,0	0,0200	0,157	0,0276	0,313
8,0	0,0207	0,163	0,0299	0,339
10,0	0,0213	0,167	0,0317	0,359

Таблица П.14. **Пробег α-частиц в воздухе, алюминии и биологической ткани в зависимости от энергии частиц**

Энергия α-частиц, МэВ	Воздух, см	Алюминий, мкм	Биологическая ткань, мкм	Энергия α-частиц, МэВ	Воздух, см	Алюминий, мкм	Биологическая ткань, мкм
4,0	2,37	16,5	26,2	7,0	5,58	36,2	62,4
4,5	2,82	19,2	31,2	7,5	6,23	40,1	69,9
5,0	3,29	22,2	36,7	8,0	7,19	43,4	78,0
5,5	3,82	25,4	42,6	9,0	8,66	52,2	94,4
6,0	4,97	28,8	48,8	10,0	10,2	61,6	112
6,5	4,96	32,4	55,5				

Таблица П.15. **Соотношение между числом слоев половинного ослабления n и кратностью ослабления излучения защитой k**

n	k	n	k	n	k	n	k
1	2	2,58	6	2,32	10	7	128
1,58	3	2,81	7	4	16	8	256
2	4	3	8	5	32	9	512
2,32	5	3,17	9	6	64	10	1024

Таблица П.16. **Значения ξ**

l	ξ	l	ξ	l	ξ	l	ξ
1,5	0,176	4,0	0,602	6,0	0,778	8,5	0,929
2,0	0,301	4,5	0,653	6,5	0,813	9,0	0,954
2,5	0,398	5,0	0,699	7,0	0,845	9,5	0,978
3,0	0,477	5,0	0,740	7,5	0,875	10,0	1,00
3,5	0,544			8,0	0,903		

Таблица П.17. **Значения $\Delta_{1/10}$, $\Delta_{1/100}$, $\Delta_{1/1000}$, $\Delta^{ac}_{1/10}$, г/см², для различных материалов для плоского изотропного источника фотонов при измерении дозы в барьерной геометрии**

E_γ, МэВ	$\Delta_{1/10}$	$\Delta_{1/100}$	$\Delta_{1/1000}$	$\Delta^{ac}_{1/10}$	$\Delta_{1/10}$	$\Delta_{1/100}$	$\Delta_{1/1000}$	$\Delta^{ac}_{1/10}$
Вода $Z=6,6$; $n_э=3,34\cdot10^{23}$ г$^{-1}$					Обычный бетон $\bar{Z}=12,0$; $n_э=3,02\cdot10^{23}$ г$^{-1}$			
0,625	29	60	91	30,0	29	63	96	33,0
1,0	33	70	107	37,1	34	75	116	41,1
1,5	37	81	124	42,8	40	87	135	47,3
2,5	45	99	153	53,8	49	107	165	58,8
4,0	54	120	187	67,7	59	127	198	72,2
6,0	63	142	222	81,7	63	143	226	83,7
8,075	69	157	248	92,3	67	153	244	91,3
Железо $Z=26$; $n_э=2,80\cdot10^{23}$ г$^{-1}$					Свинец $Z=82$, $n_э=2,38\cdot10^{23}$ г$^{-1}$			
0,625	27	63	97	34,9	13	31	50	20,2
1,0	35	78	121	43,9	24	54	87	35,3
1,5	41	91	141	50,5	33	75	119	46,7
2,5	49	102	170	61,3	38	89	143	55,3
4,0	54	122	193	71,1	38	90	146	57,9
6,0	54	126	202	7,6	34	83	136	57,1
8,075	53	125	202	78,5	32	76	127	55,8

Таблица П.18. **Значения $\Delta_{1/2}$, $\Delta_{1/10}$, $\Delta_{1/100}$, $\Delta_{1/1000}$, $\Delta^{ac}_{1/10}$, г/см², для различных материалов для точечного изотропного источника фотонов при измерении дозы в бесконечной среде**

E_γ, МэВ	$\Delta_{1/2}$	$\Delta_{1/10}$	$\Delta_{1/100}$	$\Delta_{1/1000}$	$\Delta^{ac}_{1/10}$	$\Delta_{1/2}$	$\Delta_{1/10}$	$\Delta_{1/100}$	$\Delta_{1/1000}$	$\Delta^{ac}_{1/10}$
Вода $\bar{Z}=6,6$; $n_э=3,34\cdot10^{23}$ г$^{-1}$						Обычный бетон $\bar{Z}=12,0$; $n_э=3,02\cdot10^{23}$ г$^{-1}$				
0,1	21	30	46	58	17,8	11	19	26	36	27,9
0,145	24	36	55	71	18,5	14	25	36	48	29,9
0,2	27	45	67	89	19,5	17	34	48	65	32,5
0,279	28	50	77	102	21,2	22	43	63	85	32,5
0,3	28	51	80	105	22,0	23	45	66	90	32,5
0,4	28	54	86	113	24,8	26	54	81	111	32,5
0,412	28	54	86	114	25,0	26	55	82	112	32,5
0,5	28	57	89	119	27,5	28	59	92	127	32,7
0,6	27	57	93	125	29,2	28	62	99	136	33,5
0,662	27	57	95	129	30,2	28	63	102	140	34,6
0,7	27	58	96	131	31,2	28	63	104	144	35,1
0,8	27	60	100	136	33,2	29	65	108	150	37,2
0,9	28	61	103	141	34,8	29	67	112	156	39,3
1,0	28	62	105	145	36,8	30	69	116	162	41,2
1,25	28	66	114	157	40,2	30	73	125	175	48,2

Продолжение табл. П.18

E_γ, МэВ	$\Delta_{1/2}$	$\Delta_{1/10}$	$\Delta_{1/100}$	$\Delta_{1/1000}$	$\Delta^{ac}_{1/10}$	$\Delta_{1/2}$	$\Delta_{1/10}$	$\Delta_{1/100}$	$\Delta_{1/1000}$	$\Delta^{ac}_{1/10}$
1,5	28	70	120	168	44,2	31	78	134	188	51,2
1,75	29	74	128	178	48,0	32	82	143	201	55,2
2,0	30	78	134	188	51,2	32	87	151	213	58,8
2,2	31	80	139	195	54,0	33	90	158	223	61,2
2,75	33	85	153	216	60,5	34	97	172	245	68,5
3,0	34	88	159	225	63,8	35	100	178	255	71,9
4,0	35	97	180	257	73,0	38	109	194	278	79,6
6,0	39	115	211	305	88,5	43	119	219	317	92,6
8,0	41	124	235	343	101,2	43	121	225	329	98,6
10,0	41	131	251	366	111,0	43	124	242	356	106,7
	Железо $\bar{Z}=26$; $n_э=2{,}80\cdot10^{23}$ г$^{-1}$					Свинец $\bar{Z}=82$, $n_э=2{,}38\cdot10^{23}$ г$^{-1}$				
0,1	5,5	15	27	36	20,7	1,1	3,4	5,7	7,9	2,8
0,145	7,1	20	36	48	21,9	1,6	4,5	7,9	11	4,0
0,2	9,5	28	48	65	23,9	2,3	6,2	11	17	5,4
0,279	13	35	61	82	25,8	3,2	9,1	17	25	6,5
0,3	13	36	64	87	26,2	3,4	10	18	27	8,5
0,4	17	44	76	104	28,4	4,5	15	26	37	12,2
0,412	17	45	76	106	28,6	4,6	15	27	38	12,8
0,5	20	50	85	118	30,6	5,7	18	34	50	16,2
0,6	21	54	92	129	33,3	7,9	24	44	65	19,6
0,662	22	56	96	134	35,1	8,6	27	50	74	21,8
0,7	23	58	99	138	36,1	9,1	29	53	79	23,4
0,8	24	61	104	147	38,5	11	34	62	92	27,5
0,9	25	64	110	155	40,6	13	40	71	104	31,5
1,0	26	67	114	162	43,2	15	43	79	116	34,9
1,25	27	73	127	178	48,3	17	51	96	139	43,1
1,5	28	79	136	192	53,1	19	58	109	160	48,5
1,75	30	84	146	206	56,6	21	64	120	176	52,2
2,0	31	87	154	217	60,0	23	67	128	187	54,7
2,2	32	90	159	226	62,1	23	69	133	193	56,7
2,75	34	94	170	242	67,8	23	72	136	201	60,1
3,0	35	96	174	250	70,6	24	74	138	204	61,5
4,0	36	99	184	266	77,7	23	72	137	202	62,6
6,0	36	104	197	284	85,6	18	62	124	187	62,1
8,0	32	98	189	279	85,6	17	56	112	171	57,8
10,0	27	90	182	273	85,6	15	48	99	151	54,4

Таблица П.19. **Удельный гамма-эквивалент (г-экв Ra на 1 кг металла) для смеси продуктов деления ^{235}U в зависимости от времени кампании T и времени выдержки при удельной мощности реактора $w=1$ Вт/г [короткоживущие ($T_{1/2}\leqslant\leqslant2$ сут) не учитывались]**

Время выдержки t, сут	Время кампании T, сут						
	10	20	30	45	60	90	120
0	95,96	131,9	151,6	169,4	179,6	192,7	202,0
10	36,03	55,53	68,25	80,16	85,9	96,01	108,0

Продолжение табл П.19

Время выдержки t, сут	Время кампании T, сут						
	10	20	30	45	60	90	120
15	25,62	41,05	51,59	65,25	69,69	80,23	86,31
20	19,51	32,07	40,97	50,30	57,95	66,69	73,61
30	12,60	21,39	28,05	35,48	41,18	49,70	55,97
45	7,59	13,36	18,12	23,81	28,44	35,65	41,10
60	5,21	9,21	13,14	17,77	21,67	27,89	33,00
90	3,20	6,00	8,57	11,95	14,80	19,47	23,01
120	2,29	4,36	6,26	8,76	10,92	14,42	17,09
150	1,71	3,26	4,70	6,57	8,20	10,82	12,82
180	1,29	2,45	3,53	4,93	6,14	8,11	9,53
200	1,06	2,02	2,91	4,07	5,07	6,70	7,95
360	0,238	0,451	0,661	0,923	1,15	1,54	1,87
720	0,030	0,055	0,094	0,128	0,164	0,228	0,324
1080	0,018	0,032	0,058	0,076	0,095	0,132	0,204
1800	0,012	0,021	0,040	0,052	0,063	0,086	0,142

Время выдержки t, сут	Время кампании T, сут					
	130	150	200	360	720	∞
0	203,9	207,6	214,7	223,9	227,0	247,1
10	110,0	113,3	119,7	128,1	131,0	151,2
15	89,51	92,71	98,79	106,5	109,6	129,7
20	75,93	78,78	85,57	92,26	94,97	115,1
30	57,88	60,66	65,93	72,93	75,47	95,51
45	42,77	45,18	49,64	55,81	58,13	78,20
60	34,07	36,14	40,08	45,39	47,50	67,60
90	24,10	25,66	28,62	32,67	34,47	54,40
120	17,91	19,08	21,30	24,41	25,98	45,87
150	13,44	14,32	16,00	18,40	19,87	39,12
180	10,10	10,75	12,03	13,94	15,32	34,95
200	8,35	8,30	9,96	11,61	12,76	32,49
360	2,00	2,14	2,45	3,12	3,92	23,34
720	0,358	0,396	0,492	0,813	1,36	20,22
1080	0,228	0,254	0,316	0,559	1,00	19,43
1800	0,162	0,182	0,223	0,415	0,787	18,44

Таблица П.20. **Спектральное распределение тормозного излучения**

Энергетический диапазон в долях E_β или E_e	Полная интенсивность, %		Энергетический диапазон в долях E_β или E_e	Полная интенсивность, %	
	для β частиц	для моноэнергетических электронов		для β-частиц	для моноэнергетических электронов
0—0,1	43,5	26,9	0,5—0,6	2,0	6,5
0,1—0,2	25,8	20,5	0,6—0,7	0,7	4,5
0,2—0,3	15,2	15,8	0,7—0,8	0,2	2,8
0,3—0,4	8,3	12,1	0,8—0,9	0,03	1,5
0,4—0,5	4,3	9,0	0,9—1,0	0,00	0,4

Таблица П.21. **Экспериментальные значения $(\mu)_m$, см²/г, в алюминии для суммарных спектров β-частиц нуклидов**

Нуклид	$(\mu)_m$	Нуклид	$(\mu)_m$	Нуклид	$(\mu)_m$	Нуклид	$(\mu)_m$
^{24}Na	8,1	^{59}Fe	43	^{99}Mo	11,7	^{152}Eu	26
^{27}Mg	6,1	^{60}Co	79	^{103}Ru	161	^{165}Dy	12,4
^{28}Al	2,5	^{64}Cu	33	^{105}Ru	11	^{170}Tm	17,3
^{31}Si	8	^{65}In	107	^{110}Ag	2,9	^{185}W	70
^{32}P	5,3	^{82}Br	35	^{114}In	6,35	^{192}Ir	33,5
^{35}S	290	^{89}Sr	8,8	^{124}Sb	14	^{198}Au	19,3
^{42}K	2,56	^{90}Y	4,7	^{134}Cs	23	^{203}Hg	77
^{45}Ca	128	^{95}Zr	60	^{140}La	9,6	^{205}Tl	25,6
^{56}Mn	4,85						

Таблица П.22. **Характеристики некоторых видов β-излучения радионуклидов**

Радионуклид	$T_{1/2}$	Вид излучения	Максимальная энергия β-излучения, МэВ	Выход β-частиц на распад, %	Образующийся дочерний радионуклид
$^{3}_{1}$H	12,262 года	β−	0,0176	100	$^{3}_{2}$H
$^{14}_{6}$C	5568 лет	β−	0,1585	100	$^{14}_{7}$N
$^{24}_{11}$Na	14,9 ч	β−	4,160	$3\cdot10^{-3}$	$^{24}_{12}$Mg
		γ	1,400	~100	
$^{32}_{15}$P	14,5 сут	β−	1,711	100	$^{32}_{16}$S
$^{41}_{18}$Ar	1,82 ч	β−	2,480	0,88	$^{41}_{19}$K
		γ	1,200	99,12	$^{40}_{13}$Ar
$^{40}_{19}$K	$1{,}39\cdot10^{9}$ лет	K(11%) β−(89%)	1,300	89	$^{40}_{20}$Ca
$^{45}_{20}$Ca	153 сут	β−	0,256	100	$^{45}_{21}$Sc
$^{52}_{25}$Mn	5,7 сут	K(67%) β+ (33%)	0,580	33	$^{52}_{24}$Cr
$^{60}_{27}$Co	5,27 года	β−; γ	1,478	~0,01	$^{60}_{28}$Ni
			0,630	$\sim10^{-3}$	
			0,309	100	
$^{63}_{28}$Ni	125 сут	β−	0,067	100	$^{63}_{29}$Cu
$^{64}_{29}$Cu	12,8 ч	K(~43%)	0,656	19	$^{64}_{28}$Ni
		β+ (19%) β− (38%)	0,573	38	$^{64}_{30}$Zn
$^{90}_{38}$Sr	28,4 года	β−	0,535	100	$^{90}_{39}$Y
$^{90}_{39}$Y	64,8 ч	β−	2,260	99,98	$^{90}_{40}$Zr
		γ	0,510	0,02	
$^{95}_{40}$Zr	65 сут	β−; γ	0,888	3	$^{95m}_{41}$Nb

Радионуклид	$T_{1/2}$	Вид излучения	Максимальная энергия β-излучения, МэВ	Выход β-частиц на распад, %	Образующийся дочерний радионуклид
			0,396	43	$^{95}_{41}$Nb
			0,364	54	
$^{111}_{47}$Ag	7,6 сут	β^-; γ	1,040	91	$^{111}_{48}$Cd
			∩,800	1	
			0,700	8	
$^{114}_{49}$In	72 с	K (1,9%)	1,980	98	$^{114}_{48}$Cd
		$\beta+$ (0,004%)	0,675	0,09	$^{114}_{50}$Sn
		β^- (98,09%)	0,400	0,004	
$^{131}_{53}$I	8,08 сут	β^-; γ	0,812	0,7	$^{131m}_{54}$Xe
			0,610	86	$^{131}_{54}$Xe
			0,430	$\geqslant$1,2	
			0,340	9,3	
			0,250	2,8	
$^{137}_{55}$Cs	26,6 года	β^-	1,200	~8	$^{137m}_{56}$Ba
		$\gamma(^{137m}_{56}\mathrm{Ba})$	0,520	~92	$^{137}_{56}$Ba
$^{144}_{58}$Ce	285 сут	β^-; γ	0,320	60	$^{144}_{59}$Pr
			0,245	5	
			0,184	30	
			Мягкие энергии	5	
$^{154}_{63}$Eu	16 лет	β^-; γ	1,842	7	$^{154}_{64}$Gd
			1,600	3	
			0,833	20	
			0,554	30	
			0,246	28	
			0,150	12	
$^{198}_{79}$Au	2,697 сут	β^-; γ	1,371	0,025	$^{198}_{80}$Hg
			0,960	99,9	
			~0,280	0,075	
$^{203}_{80}$Hg	46,9 сут	β^-; γ	0,220	100	$^{203}_{81}$Tl
$^{204}_{81}$Tl	3,56 года	K (2,6%)	0,760	97,4	$^{204}_{80}$Hg
		β^- (97,4%)			$^{204}_{82}$Pb

Таблица П.23. **Значения периода полураспада, гамма-постоянных для некоторых радионуклидов**

Нуклид	$T_{1/2}$	Γ, $\frac{Р \cdot см^2}{ч \cdot мКи}$	Γ_{Cu}, $\frac{аГр\ м^2}{с \cdot Бк}$
$^{16}_{7}N$	7,11 с	14,65	96,48
$^{22}_{11}Na$	2,602 года	11,85	78,02
$^{24}_{11}Na$	15,005 ч	18,13	119,4
$^{41}_{18}Ar$	1,83 ч	6,544	43,09
$^{42}_{19}K$	12,36 ч	1,352	8,902
$^{51}_{24}Cr$	27,703 сут	0,2587	1,70
$^{52}_{25}Mn$	5,67 сут	17,97	118,3
$^{54}_{25}Mn$	312,3 сут	4,614	30,38
$^{56}_{25}Mn$	2,578 ч	8,468	55,76
$^{59}_{26}Fe$	45,1 сут	6,177	40,67
$^{57}_{27}Co$	270,9 сут	0,553	3,64
$^{60}_{27}Co$	5,272 года	12,85	84,63
$^{64}_{29}Cu$	12,71 ч	1,127	7,422
$^{65}_{30}Zn$	244,1 сут	3,056	20,12
$^{85}_{36}Kr$	10,71 года	1,29	8,49
$^{95}_{40}Zr + ^{95m}_{41}Nb$	64,05 сут (3,61 сут)	4,125	27,16
$^{95}_{41}Nb$	34,97 сут	4,269	28,11
$^{103}_{44}Ru + ^{103m}_{45}Rh$	39,35 сут (56,116 мин)	2,829	18,63
$^{106}_{44}Ru + ^{106m}_{45}Rh$	3,68 сут (29,9 с)	1,150	7,576
$^{110m}_{47}Ag + ^{110}_{47}Ag$	250,4 сут (24,7 сут)	15,39	101,4
$^{131}_{53}I$	8,04 сут	2,156	14,20
$^{133}_{53}I$	20,8 ч	3,36	22,06
$^{135}_{53}I$	6,6 ч	8,44	55,32

Продолжение табл. П.23

Нуклид	$T_{1/2}$	Γ, $\frac{Р \cdot см^2}{ч \cdot мКи}$	Γ_{Cu}, $\frac{аГр \cdot м^2}{с \cdot Бк}$
$^{133}_{54}Xe$	5,24 сут	0,505	3,31
$^{135}_{54}Xe$	9,08 ч	1,323	8,67
$^{134}_{55}Cs$	2,062 года	8,724	57,44
$^{137}_{55}Cs + {}^{137m}_{56}Ba$	30,174 года (2,552 мин)	3,242	21,33
$^{140}_{56}Ba$	12,789 сут	1,094	7,208
$^{140}_{57}La$	40,22 ч	11,48	75,56
$^{141}_{58}Ce$	32,50 сут	0,433	2,85
$^{144}_{58}Ce + {}^{144m}_{59}Pr + {}^{144}_{59}Pr$	284,31 сут (7,2 мин; 17,30 мин)	0,265	1,75
$^{144}_{58}Ce + {}^{144m}_{59}Pr$	284,31 сут (7,2 мин)	0,129	0,846
$^{198}_{79}Au$	2,6946 сут	2,305	15,17
$^{226}_{88}Ra$	1620 лет	9,031	59,45

Таблица П.24. **Состав бетона (эффективный атомный номер равен 13,4)**

Элемент	Массовая доля	Парциальная плотность, г/см³
Водород	0,0056	0,013
Кислород	0,4983	1,171
Натрий	0,0171	0,040
Магний	0,0024	0,006
Алюминий	0,0456	0,107
Кремний	0,3158	0,742
Сера	0,0012	0,003
Калий	0,0192	0,045
Кальций	0,0826	0,194
Железо	0,0122	0,029
Сумма	1,000	2,35

Таблица П.25. **Числовые значения допустимых уровней для отдельных радионуклидов**

Радионуклид $A_м$ и период полураспада $T_{1/2}$	Состояние нуклида в соединении (Р—растворимое, НР—нерастворимое)	Критический орган КО	Категория А			Категория Б				Минимально значимая активность на рабочем месте МЗА, мкКи	Группа радиационной опасности
			Допустимое содержание радионуклида в критическом органе $ДС_А$, мкКи*	Допустимое годовое поступление радионуклида в организм через органы дыхания ПДП, мкКи/год	Допустимая концентрация радионуклида в воздухе рабочей зоны $ДК_А$, Ки/л	Предел годового поступления в организм ПГП, мкКи/год		Допустимая концентрация радионуклида $ДК_Б$, Ки/л			
						через органы дыхания	через органы пищеварения	в атмосферном воздухе	в воде		
Тритий 12,34 года	Газ	Все тело	—	$4{,}8\cdot10^{3}$	$2{,}0\cdot10^{-6}$	$4{,}8\cdot10^{3}$	—	$6{,}6\cdot10^{-8}$	—	100	Г
	НТО или T_2O	Все тело	$1{,}2\cdot10^{3}$	$1{,}2\cdot10^{4}$	$4{,}8\cdot10^{-9}$	$1{,}2\cdot10^{3}$	$2{,}6\cdot10^{3}$	$1{,}6\cdot10^{-10}$	$3{,}2\cdot10^{-6}$		
Бериллий-7 53,3 сут	Р	ЖК (НТК)	—	—	—	—	$1{,}4\cdot10^{3}$	—	—	100	Г
		Все тело	$5{,}6\cdot10^{2}$	$1{,}4\cdot10^{4}$	—	$1{,}4\cdot10^{3}$	—	—	—		
	НР	Легкие	52	$3{,}0\cdot10^{3}$	$1{,}2\cdot10^{-8}$	$3{,}0\cdot10^{3}$	—	$4{,}1\cdot10^{-11}$	$1{,}8\cdot10^{-6}$		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	$1{,}4\cdot10^{3}$	—	—		
Углерод-14 5730 лет	Р	Жир	$1{,}6\cdot10^{2}$	$8{,}7\cdot10^{2}$	$3{,}5\cdot10^{-8}$	$8{,}7\cdot10^{2}$	$6{,}6\cdot10^{2}$	$1{,}2\cdot10^{-10}$	$8{,}2\cdot10^{-7}$	100	Г
Натрий-24 14,9 ч	Р	ЖК (ТК)	—	$3{,}1\cdot10^{3}$	—	$3{,}1\cdot10^{3}$	$1{,}5\cdot10^{3}$	—	—	10	В
	НР	ЖК (НТК)	—	$3{,}6\cdot10^{2}$	$1{,}4\cdot10^{-10}$	36	22	$4{,}9\cdot10^{-12}$	$2{,}8\cdot10^{-8}$		
Кремний-31 2,62 ч	Р	ЖК (Ж)	—	$1{,}4\cdot10^{4}$	—	$1{,}4\cdot10^{3}$	$7{,}0\cdot10^{3}$	—	—	100	Г
	НР	ЖК (ВТК)	—	$2{,}5\cdot10^{2}$	$1{,}0\cdot10^{-9}$	$2{,}5\cdot10^{2}$	$1{,}5\cdot10^{2}$	$3{,}4\cdot10^{-11}$	$1{,}9\cdot10^{-7}$		
Фосфор-32 14,3 сут	Р	Кость	3,1	$1{,}8\cdot10^{2}$	—	18	15	$2{,}4\cdot10^{-12}$	$1{,}9\cdot10^{-8}$	10	В
	НР	Легкие	1,2	$2{,}0\cdot10^{2}$	$7{,}2\cdot10^{-11}$	20	—	—	—		
Калий-42 12,36 ч	Р	ЖК (Ж)	—	$5{,}0\cdot10^{3}$	—	$5\cdot10^{3}$	$2{,}5\cdot10^{3}$	—	—	10	В
	НР	ЖК (НТК)	—	$2{,}7\cdot10^{2}$	$1{,}1\cdot10^{-10}$	27	16	$3{,}7\cdot10^{-12}$	$2{,}0\cdot10^{-8}$		
Кальций-45 163 сут	Р	Кость	26	80	$3{,}2\cdot10^{-11}$	8,0	7,3	$1{,}1\cdot10^{-12}$	$9{,}1\cdot10^{-9}$	10	В
	НР	Легкие	9,7	$3\cdot10^{2}$	—	30	—	—	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	$1{,}0\cdot10^{3}$	—	—		
Хром-51 27,8 сут	Р	ЖК (НТК)	—	$2{,}6\cdot10^{4}$	—	$2{,}6\cdot10^{3}$	$1{,}3\cdot10^{3}$	—	—	100	Г
		Все тело	780	$2{,}7\cdot10^{4}$	—	$2{,}7\cdot10^{3}$	—	—	—		
	НР	Легкие	60	$5{,}6\cdot10^{2}$	$2{,}2\cdot10^{-9}$	$5{,}6\cdot10^{2}$	—	$7{,}7\cdot10^{-11}$	$1{,}5\cdot10^{-6}$		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	$1{,}2\cdot10^{3}$	—	—		
Марганец-52 5,7 сут	Р	ЖК (НТК)	—	$5{,}3\cdot10^{2}$	—	53	26	—	—		
	НР	Легкие	0,87	$3{,}5\cdot10^{2}$	$1{,}4\cdot10^{-10}$	35	—	$4{,}8\cdot10^{-12}$	—	10	В
		ЖК (НТК)	—	$3{,}8\cdot10^{2}$	—	38	24	—	$3{,}0\cdot10^{-8}$		
Железо-55 2,72 года	Р	Селезенка	19	$2{,}1\cdot10^{3}$	$8{,}4\cdot10^{-10}$	$2{,}1\cdot10^{3}$	$6{,}3\cdot10^{2}$	$2{,}9\cdot10^{-11}$	$7{,}9\cdot10^{-7}$	100	Г
	НР	Легкие	130	$2{,}6\cdot10^{3}$	—	$2{,}6\cdot10^{2}$	—	—	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	$1{,}8\cdot10^{3}$	—	—		
Кобальт-58 71,3 сут	Р	ЖК (НТК)	—	$2{,}1\cdot10^{3}$	—	$2{,}1\cdot10^{2}$	$1\cdot10^{3}$	—	—	10	В
		Все тело	32	$2{,}4\cdot10^{3}$	—	$2{,}4\cdot10^{2}$	—	—	—		

Продолжение табл. П.25

Радионуклид $A_м$ и период полураспада $T_{1/2}$	Состояние нуклида в соединении (Р—растворимое; НР—нерастворимое)	Критический орган КО	Категория А			Категория Б				Минимально значимая активность на рабочем месте МЗА, мкКи	Группа радиационной опасности
			Допустимое содержание радионуклида в критическом органе $ДС_А$, мкКи*	Допустимое годовое поступление радионуклида в организм через органы дыхания ПДП, мкКи/год	Допустимая концентрация радионуклида в воздухе рабочей зоны $ДК_А$, Ки/л	Предел годового поступления в организм ПГП, мкКи/год		Допустимая концентрация радионуклида $ДК_Б$, Ки/л			
						через органы дыхания	через органы пищеварения	в атмосферном воздухе	в воде		
Кобальт-58	НР	Легкие	3,0	$1{,}4 \cdot 10^2$	$5{,}6 \cdot 10^{-11}$	14	—	$1{,}9 \cdot 10^{-13}$	—		
71,3 сут		ЖК (НТК)	—	—	—	—	72	—	$9{,}0 \cdot 10^{-8}$		
Кобальт-60	Р	ЖК (НТК)	—	$8 \cdot 10^2$	—	80	39	—	—	10	В
5,25 года		Все тело	13	$8{,}7 \cdot 10^2$	—	87	—	—	—		
Стронций-90	Р	Кость	2,0	2,9	$1{,}2 \cdot 10^{-12}$	0,29	0,32	$4{,}0 \cdot 10^{-14}$	$4{,}0 \cdot 10^{-10}$	1	Б
28,6 года	НР	Легкие	0,76	14	—	1,4	—	—	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	28	—	—		
Иттрий-90	Р	ЖК (НТК)	—	$3{,}2 \cdot 10^2$	—	32	16	$3{,}5 \cdot 10^{-12}$	$2{,}0 \cdot 10^{-8}$	10	В
2,68 сут	НР	ЖК (НТК)	—	$2{,}6 \cdot 10^2$	$1{,}0 \cdot 10^{-10}$	36	16	—	—		
Цирконий-95	Р	ЖК (НТК)	—	—	—	—	50	—	$6{,}2 \cdot 10^{-8}$	10	В
65 сут		Все тело	18	$3{,}2 \cdot 10^2$	—	32	—	—	—		
	НР	Легкие	1,6	80	$3{,}2 \cdot 10^{-11}$	8,0	—	$1{,}1 \cdot 10^{-12}$	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	50	—	—		
Рутений-106	Р	ЖК (НТК)	—	$1{,}9 \cdot 10^2$	—	19	9,6	—	$1{,}2 \cdot 10^{-8}$	1	Б
1 год	НР	Легкие	0,60	14	$5{,}6 \cdot 10^{-12}$	1,4	—	—	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	9,6	$1{,}3 \cdot 10^{-13}$	—		
Серебро-110*m*	Р	ЖК (НТК)	—	$4{,}8 \cdot 10^2$	—	48	24	—	$3{,}0 \cdot 10^{-8}$	10	**В**
250 сут	НР	Легкие	1,0	26	$1{,}0 \cdot 10^{-11}$	2,6	—	$3{,}6 \cdot 10^{-13}$	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	24	—	—		
Кадмий-109	Р	ЖК (НТК)	—	—	—	—	$1{,}4 \cdot 10^2$	—	—		
453 сут		Печень	14	$1{,}3 \cdot 10^2$	$5{,}2 \cdot 10^{-11}$	13	—	$1{,}8 \cdot 10^{-13}$	$1{,}8 \cdot 10^{-8}$	10	В
		Почки	2,6	$1{,}4 \cdot 10^2$	—	14	—	—	—		
	НР	Легкие	8,4	$1{,}8 \cdot 10^3$	—	18	—	—	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	$1{,}4 \cdot 10^2$	—	—		
Иод-131	Р	Щит железа	0,07	10	$4{,}2 \cdot 10^{-13}$	1,0	0,8	$1{,}5 \cdot 10^{-13}$	$1{,}0 \cdot 10^{-9}$	1	Б
8,06 сут	НР	Легкие	2,8	$8 \cdot 10^2$	—	80	—	—	—		
		ЖК (НТК)	—	$8 \cdot 10^2$	—	80	51	—	—		
Иод-133	Р	Щит железа	0,031	40	$1{,}6 \cdot 10^{-11}$	4,0	3,0	$5{,}5 \cdot 10^{-13}$	$3{,}7 \cdot 10^{-9}$	10	В
20,9 ч	НР	ЖК (НТК)	—	$5{,}2 \cdot 10^2$	—	52	33	—	—		
Иод-134	Р	Щит железа	0,02	$6{,}0 \cdot 10^2$	$2{,}4 \cdot 10^{-10}$	60	48	$8{,}0 \cdot 10^{-13}$	$6{,}0 \cdot 10^{-9}$	10	В
54 мин	НР	ЖК (Ж)	—	$8{,}0 \cdot 10^2$	—	$8{,}0\ 10^2$	$4{,}8 \cdot 10^3$	—	—		

Радионуклид A_M и период полураспада $T_{1/2}$	Состояние нуклида в соединении (Р—растворимое; НР—нерастворимое)	Критический орган КО	Категория А			Категория Б				Минимально значимая активность на рабочем месте МЗА, мкКи	Группа радиационной опасности
			Допустимое содержание радионуклида в критическом органе $ДС_Д$, мкКи*	Допустимое годовое поступление радионуклида в организм через органы дыхания ПДП, мкКи/год	Допустимая концентрация радионуклида в воздухе рабочей зоны $ДК_А$, Ки/л	Предел годового поступления в организм ПГП, мкКи/год		Допустимая концентрация радионуклида $ДК_Б$, Ки/л			
						через органы дыхания	через органы пищеварения	в атмосферном воздухе	в воде		
Иод-135	Р	Щит. железа	0,032	$1,3 \cdot 10^2$	$5,0 \cdot 10^{-11}$	13	10	$1,8 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	10	В
6,61 ч	НР	ЖК (НТК)	—	$8,7 \cdot 10^2$	—	87	56	—	—		
Барий-140	Р	ЖК (НТК)	—	—	—	—	21	—	—	10	В
13 сут		Кость	2,6	$3,2 \cdot 10^2$	—	32	—	—	—		
	НР	Легкие	0,6	$1,1 \cdot 10^2$	$4,4 \cdot 10^{-11}$	1	—	$1,5 \cdot 10^{-12}$	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	20	—	$2,5 \cdot 10^{-6}$		
Цезий-135	Р	Печень	22	$1,2 \cdot 10^2$	—	$1,2 \cdot 10^2$	88	—	$1,1 \cdot 10^{-7}$	10	В
$2,3 \cdot 10^6$ лет		Селезенка	1,9	$1,3 \cdot 10^2$	—	$1,3 \cdot 10^2$	96	—	—		
		Все тело	300	$1,5 \cdot 10^2$	—	$1,5 \cdot 10^2$	$1 \cdot 10^2$	—	—		
	НР	ЖК (НТК)	—	—	—	—	$1,8 \cdot 10^2$	—	—		
		Легкие	13	$2,3 \cdot 10^2$	$9,2 \cdot 10^{-11}$	23	—	$3,1 \cdot 10^{-12}$	—		
Цезий-137	Р	Все тело	33	$1,6 \cdot 10^2$	—	16	12	—	$1,5 \cdot 10^{-6}$	10	В
30 лет		Печень	3,5	—	—	—	14	—	—		
		Селезенка	0,34	—	—	—	18	—	—		
		Мышцы	14	—	—	—	19	—	—		
	НР	Легкие	2	36	$1,4 \cdot 10^{-11}$	3,6	—	$4,9 \cdot 10^{-12}$	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	35	—	—		
Лантан-140	Р	ЖК (НТК)	—	$3,9 \cdot 10^2$	—	39	19	—	$2,4 \cdot 10^{-6}$	10	В
40,3 ч	НР	ЖК (НТК)	—	$3,1 \cdot 10^2$	$1,2 \cdot 10^{-10}$	31	19	$4,2 \cdot 10^{-12}$	—		
Европий-154	Р	ЖК (НТК)	—	—	—	—	18	—	$2,3 \cdot 10^{-6}$	1	Б
8,5 года		Почки	0,33	9,5	$3,8 \cdot 10^{-12}$	0,95	—	$1,3 \cdot 10^{-12}$	—		
		Кость	4,1	9,5	—	0,95	—	—	—		
	НР	Легкие	0,97	18	—	1,8	—	—	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	18	—	—		
Иридий-192	Р	ЖК (НТК)	—	—	—	—	32	—	—	10	В
74 сут		Почки	0,5	$3,1 \cdot 10^2$	—	31	—	—	—		
	НР	Легкие	1,4	64	$2,6 \cdot 10^{-11}$	6,4	—	$8,7 \cdot 10^{-12}$	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	30	—	$3,7 \cdot 10^{-6}$		

Продолжение табл. П.25

Радионуклид $A_м$ и период полураспада $T_{1/2}$	Состояние нуклида в соединении (Р—растворимое; НР—нерастворимое)	Критический орган КО	Категория А			Категория Б				Минимально значимая активность на рабочем месте МЗА, мкКи	Группа радиационной опасности
			Допустимое содержание радионуклида в критическом органе $ДС_A$, мкКи*	Допустимое годовое поступление радионуклида в организм через органы дыхания ПДП, мкКи/год	Допустимая концентрация радионуклида в воздухе рабочей зоны $ДК_A$, Ки/л	Предел годового поступления в организм ПГП, мкКи/год		Допустимая концентрация радионуклида $ДК_Б$, Ки/л			
						через органы дыхания	через органы пищеварения	в атмосферном воздухе	в воде		
Ртуть-203	Р	Почки	—	$1{,}8 \cdot 10^3$	$7{,}2 \cdot 10^{-11}$	18	14	$2{,}5 \cdot 10^{-12}$	$1{,}8 \cdot 10^{-8}$	10	В
46,8 сут	НР	Легкие	1,7	$3{,}1 \cdot 10^3$	—	31	—	—	—		
		ЖК (НТК)	4,9	—	—	—	88	—	—		
Свинец-210	Р	Почки	0,012	0,15	$6{,}0 \cdot 10^{-14}$	0,015	0,062	$2{,}0 \cdot 10^{-13}$	$7{,}7 \cdot 10^{-11}$	0,1	А
22,3 года		Кость	0,19	0,25	—	0,025	0,10	—	—		
	НР	Легкие	0,016	0,27	—	0,027	—	—	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	70	—	—		
Полоний-210	Р	Селезенка	0,0011	0,66	—	0,066	0,33	—	—		
138,4 сут		Почки	0,0022	0,60	—	0,060	0,30	—	$3{,}9 \cdot 10^{-10}$	0,1	А
		Кость	0,020	8,4	—	0,84	4,2	—	—		
	НР	Легкие	0,0073	0,23	$9{,}3 \cdot 10^{-14}$	0,023	—	$3{,}1 \cdot 10^{-13}$	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	11	—	—		
Радий-226	Р	Кость	0,051	0,37	—	$3{,}2 \cdot 10^{-3}$	$4{,}3 \cdot 10^{-3}$	—	$5{,}4 \cdot 10^{-11}$	0,1	А
1620 лет		Почки	0,0011	35	—	3,5	4,6	—	—		
	НР	Легкие	0,0036	0,062	$2{,}5 \cdot 10^{-14}$	$6{,}2 \cdot 10^{-3}$	—	$8{,}5 \cdot 10^{-16}$	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	13	—	—		
Уран-232	Р	Кость	0,0047	0,14	—	0,014	0,36	—	$4{,}5 \cdot 10^{-10}$	0,1	А
74 года		Почки	$5{,}7 \cdot 10^{-4}$	0,34	—	0,034	0,88	—	—		
	НР	Легкие	0,0019	0,032	$1{,}3 \cdot 10^{-14}$	0,0032	—	$4{,}4 \cdot 10^{-13}$	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	11	—	—		
Уран-233	Р	Почки	0,0024	1,4	—	0,14	3,7	—	—	1	Б
$1{,}62 \cdot 10^5$ лет		Кость	0,022	0,68	—	0,068	1,7	—	$2{,}2 \cdot 10^{-9}$		
Уран-238	Р	Почки (хим-токсичность)	$3{,}1 \cdot 10^{-4}$	0,18	—	0,018	0,47	—	$5{,}9 \cdot 10^{-10}$		Г
$4{,}5 \cdot 10^9$ лет			0,92 мг	550 мг/год	—	55 мг	1400 мг/год	—	1,8 мг/л	100 (300 мг)	
		Кость	0,026	0,77	—	0,077	2,0	—	—		
	НР	Легкие	0,0093	0,16	$6{,}3 \cdot 10^{-14}$	0,016	—	$2{,}2 \cdot 10^{-13}$	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	14	—	—		

Радионуклид $A_м$ и период полураспада $T_{1/2}$	Состояние нуклида в соединении (Р—растворимое; НР—нерастворимое)	Критический орган КО	Категория А			Категория Б				Минимально значимая активность на рабочем месте МЗА, мкКи	Группа радиационной опасности
			Допустимое содержание радионуклида в критическом органе $ДС_А$, мкКи*	Допустимое годовое поступление радионуклида в организм через органы дыхания ПДП, мкКи/год	Допустимая концентрация радионуклида в воздухе рабочей зоны $ДК_А$, Ки/л	Предел годового поступления в организм ПГП, мкКи/год		Допустимая концентрация радионуклида $ДК_Б$, Ки/л			
						через органы дыхания	через органы пищеварения	в атмосферном воздухе	в воде		
Уран естественный, при отсутствии операций, сопровождающихся пылеобразованием, допускается МЗА, равная 1 кг	Р	Почки (хим. токсичность)	$6{,}2 \cdot 10^{-4}$ 0,92 мг	0,37 550 мг/год	—	0,037 55 мг	0,95 1400 мг/год	—	$1{,}2 \cdot 10^{-9}$ 1,8 мг/л	100 (150 мг)	Г
		Кость	0,024 36 мг	0,74 1100 м/год	—	0,074 110 мг	1,9 2800 мг/год	—	—		
	НР	Легкие	0,0087 13 мг	0,15 220 мг/год	$5{,}9 \cdot 10^{-14}$ $8{,}8 \cdot 10^{-8}$ мг/л	0,015 22 мг	—	$2{,}0 \cdot 10^{-13}$ $3{,}0 \cdot 10^{-6}$ мг/л	—		
		ЖК (НТК)	—	—	—	—	13	—	—		
		—	—	—	—	—	$1{,}9 \cdot 10^{4}$ мг/год	—	—		
Плутоний-239 $2{,}44 \cdot 10^{4}$ лет	Р	Кость	0,02	$2{,}1 \cdot 10^{-3}$	$9{,}0 \cdot 10^{-16}$	$2{,}1 \cdot 10^{-4}$	1,8	$3{,}0 \cdot 10^{-17}$	$2{,}2 \cdot 10^{-9}$	0,1	А
	НР	ЖК (НТК)	—	—	—	—	12	—	—		
		Легкие	0,008	$4{,}7 \cdot 10^{-2}$	—	$4{,}7 \cdot 10^{-3}$	—	—	—		

* 1 мкКи=$3{,}7 \cdot 10^{10}$ мкБК.

Таблица П.26. **Предельно допустимое поступление ПДП, предел годового поступления ПГП через органы дыхания и допустимая концентрация ДК смеси радионуклидов неизвестного или частично известного состава**

Сведения о составе смеси радионуклидов, поступающей через органы дыхания	Категория А		Категория Б	
	ПДП, мкКи/год*	$ДК_А$, Ки/л	ПГП, мкКи/год	$ДК_Б$, Ки/л
Сведения отсутствуют	0,001	$4 \cdot 10^{-16}$	0,0001	$1 \cdot 10^{-17}$
Отсутствует ^{248}Cm	0,002	$8 \cdot 10^{-16}$	0,0002	$3 \cdot 10^{-17}$
Отсутствуют ^{231}Pa, $^{239, 240, 242, 244}Pu$, ^{248}Cm, $^{249, 251}Cf$	0,004	$2 \cdot 10^{-15}$	0,0004	$5 \cdot 10^{-17}$
Отсутствуют ^{227}Ac, ^{230}Th, ^{231}Pa, $^{238, 239, 240, 242, 244}Pu$, ^{248}Cm, $^{249, 251}Cf$	0,01	$4 \cdot 10^{-15}$	0,001	$1 \cdot 10^{-16}$
Отсутствуют любые альфа-активные нуклиды и ^{227}Ac	0,06	$2 \cdot 10^{-14}$	0,006	$8 \cdot 10^{-16}$
Отсутствуют любые альфа-активные нуклиды и ^{210}Pb, ^{227}Ac, ^{228}Ra, ^{241}Pu	0,6	$2 \cdot 10^{-13}$	0,06	$8 \cdot 10^{-15}$
Отсутствуют любые альфа-активные нуклиды и ^{90}Sr, ^{129}I, ^{210}Pb, ^{227}Ac, ^{228}Ra, ^{230}Pa, ^{241}Pu, ^{249}Bk	8,0	$3 \cdot 10^{-12}$	0,8	$1 \cdot 10^{-13}$

* 1 мкКи = 3,7 10^{10} мкБк.

Таблица П.27. **Пределы годового поступления ПГП через органы пищеварения и допустимая концентрация $ДК_Б$ в воде для категорий Б смеси радионуклидов неизвестного или частично известного состава**

Сведения о составе смеси радионуклидов, поступающей через органы пищеварения	Категория Б	
	ПГП, мкКи/год	$ДК_Б$, Ки/л
Сведения отсутствуют	0,03	$3 \cdot 10^{-11}$
Отсутствуют ^{129}I, ^{210}Pb, ^{226}Ra, ^{228}Ra, ^{254}Cf	0,3	$3 \cdot 10^{-10}$
Отсутствуют ^{90}Sr, ^{129}I, ^{210}Pb, ^{210}Po, ^{223}Ra, ^{226}Ra, ^{228}Ra, ^{227}Th, ^{231}Pa, ^{232}U, ^{234}U, ^{235}U, ^{238}U, ^{248}Cm, ^{254}Cf, ^{256}Fm	2,0	$2 \cdot 10^{-9}$

Таблица П.28. **Проектные значения мощности эквивалентной дозы P***

Категория	Назначение помещений	$\dot{H}$, Зв/ч
А	Помещения постоянного пребывания персонала	14
А	Помещения, в которых персонал пребывает не более половины рабочего времени	28

Продолжение табл. П.28

Категория	Назначение помещений	$\dot{H}$, Зв/ч
А	Любые другие помещения для лиц категории А, не занятых непосредственно работой с источниками ионизирующих излучений	1
Б	Любые помещения на территории промплощадки	0,3

* Для лиц категории А проектные значения мощности эквивалентной дозы относятся к рабочему месту.

Таблица П.29. **Длина релаксации λ точечных изотропных моноэнергетических источников для различных материалов (бесконечная геометрия), г/см^2**

Материал	Энергия нейтронов источника, МэВ	X, г/см^2	λ	
			$D_{б\ и}$ ($E>0{,}33$ МэВ)	$\Phi_{б.и}$ ($E>2$ МэВ)
Алюминий	4,0	135	—	38,1
	14,9	135	—	42,6
Вода	2	60	4,5	—
	4	90	6,2	—
	6	120	9,3	—
	8	120	11,2	—
	10	120	12,6	—
	14	120	14,2	—
Графит	4,0	118	—	19
	14,9	185	—	32,9
Железо	4,0	350	—	59,2
	14,9	430	106*	64,2
Полиэтилен	4,0	60	—	5,05
	14,9	69	—	12,80
Свинец	4,0	564	—	169
	14,9	620	—	173

* Для нейтронов с энергией $E>0{,}5$ МэВ.

Таблица П.30. **Длина релаксации λ нейтронов спектра деления для различных материалов барьерной геометрии (длина релаксации для бесконечной геометрии указана полужирным шрифтом), г/см^3**

Материал	x, г/см^2	λ	
		$D_{б\ н}$ ($E>0{,}33$ МэВ)	$\varphi_{б\ н}$ ($E>2$МэВ)
Бетон	45—184	—	25,3
	>184	—	35,8
Вода	0—30	8,1	7,6 (**8,1**)
	30—60	8,9	9,1 (**9,3**)
	60—100	9,3	10,6 (**10,7**)
	0—100	—	9,0
Графит	0—50	—	18,9
	50—100	—	20,0
	100—150	**21,1***	23,0 (**21,7**)
	150—220	**26,8***	26,4 (**24,3**)
	0—220	24	22,0
Железо	0—510	—	55,4 (**59**)
Полиэтилен	0—28	—	5,78
	28—55	—	6,67
	55—83	—	7,63
	0—83	—	6,70
Свинец	0—840	—	117

* Для нейтронов с $E>0{,}5$ МэВ

Таблица П.31. **Значения коэффициентов f, характеризующих отклонение от экспоненциальной формы кривой ослабления на начальных расстояниях от источника, для потоков нейтронов с энергией $E>1{,}5$ МэВ**

Материал	Энергия нейтронов E, МэВ					
	4	6	8	10	14	14,9
Алюминий	3,5	—	—	—	—	2,5
Вода	5,4	4,6	4,2	3,3	2,9	3,0
Графит	1,4	—	—	—	—	1,3
Железо	4,9	—	—	—	—	2,7
Полиэтилен	2,4	—	—	—	—	2,5
Свинец	4,0	—	—	—	—	2,9

Таблица П.32. **Множители и приставки для образования десятичных кратных и дольных единиц и их наименования**

Множитель	Приставка	Обозначение приставки		Множитель	Приставка	Обозначение приставки	
		международное	русское			международное	русское
10^{18}	экса	E	Э	10^{-1}	деци	d	д
10^{15}	пета	P	П	10^{-2}	санти	c	с
10^{12}	тера	T	Т	10^{-3}	милли	m	м
10^{9}	гига	G	Г	10^{-6}	микро	μ	мк
10^{6}	мега	M	М	10^{-9}	нано	n	н
10^{3}	кило	k	к	10^{-12}	пико	p	п
10^{2}	гекто	h	г	10^{-15}	фемто	f	ф
10^{1}	дека	da	да	10^{-18}	атто	a	а

Таблица П.33. **Соотношение между различными единицами, встречающимися в дозиметрии ионизирующих излучений**

1 эрг $=6{,}24\cdot10^{5}$ МэВ $=6{,}24\cdot10^{11}$ эВ
1 кал $=4{,}185\cdot10^{7}$ эрг
1 эВ $=1{,}602\cdot10^{-12}$ эрг
1 МэВ $=1{,}602\cdot10^{-6}$ эрг
1 эВ/г $=1{,}602\cdot10^{-14}$ рад
1 рад $=100$ эрг/г $=10^{-5}$ Дж/г $=2{,}4\cdot10^{-6}$ кал/г $=6{,}24\cdot10^{7}$ МэВ/г $=6{,}24\cdot10^{13}$ эВ/г
1 Р $=0{,}877$ рад в воздухе $=0{,}98$ рад в мягкой ткани $=0{,}96$ рад в воде (для энергий фотонов около 1 МэВ $=2{,}08\cdot10^{9}$ пар ионов на 1 см^3 воздуха $=1{,}61\cdot10^{12}$ пар ионов на 1 г сухого воздуха)
1 Вт·ч $=3{,}6\cdot10^{3}$ Дж $=3{,}6\cdot10^{10}$ эрг $=2{,}25\cdot10^{22}$ эВ
1 А $=3\cdot10^{9}$ СГЭС/с $=6{,}25\cdot10^{18}$ электрон/с

Таблица П.34. **Энергия тормозного излучения некоторых радионуклидов**

Радионуклид	Тип распада	$E^{\text{торм}}$, МэВ/100 расп	E_γ, МэВ/100 расп	$f=\dfrac{E^{\text{торм}}}{E_\gamma}100\%$
$^{22}_{11}$Na	β^+	0,057	229,0	0,02
$^{24}_{11}$Na	β^-	0,332	414,0	0,08
$^{32}_{15}$P	β^-	0,640	—	—
$^{35}_{16}$S	β^-	0,006	—	—
$^{36}_{17}$Cl	β^-	0,125	—	—
$^{41}_{18}$Ar	β^-	0,385	129,0	0,30
$^{40}_{19}$K	β^-	0,395	16,1	2,45

Радионуклид	Тип распада	$E^{торм}$, МэВ/100 расп	E_γ, МэВ/100 расп	$f=\frac{E^{торм}}{E_\gamma}100\%$
$^{46}_{21}Sc$	β^-	0,039	201,0	0,02
$^{48}_{23}V$	β^+	0,095	289,0	0,03
$^{59}_{26}Fe$	β^-	0,056	118,1	0,05
$^{60}_{27}Co$	β^-	0,038	250,0	0,015
$^{74}_{33}Ac$	β^-	0,487	89,2	0,54
$^{82}_{35}Br$	β^-	0,101	268,4	0,04
$^{83}_{35}Br$	β^-			
$^{85}_{36}Kr$	β^-	0,413	—	—
$^{86}_{37}Rb$	β^-	0,229	0,351	65,24
$^{89}_{38}Sr$	β^-	1,390	9,61	14,46
$^{90}_{38}Sr$	β^-	1,140	—	—
$^{90}_{39}Y$	β^-	0,182	—	—
$^{95}_{40}Zr$	β^-	2,455	—	—
$^{95}_{41}Nb$	β^-	0,082	72,2	0,11
$^{103}_{44}Ru$	β^-	0,012	76,4	0,02
		0,041	50,4	0,08
$^{106}_{44}Ru$	β^-	Очень слабое	—	—
$^{105}_{45}Rh$	β^-	0,184	1,6	11,50
$^{110m}_{47}Ag$	β^-	0,333	260,5	0,12
$^{115m}_{48}Cd$	β^-	1,600	1,90	84,21
$^{125}_{51}Sb$	β^-	0,078	46,2	0,17
$^{129}_{53}I$	β^-	0,010	0,558	1,79
$^{131}_{53}I$	β^-	0,233	39,7	0,59
$^{134}_{55}Cs$	β^-	0,199	171,4	0,12
$^{137}_{55}Cs$	β^-	0,249	60,8	0,41
$^{140}_{56}Ba$	β^-	0,573	33,5	1,71

Радионуклид	Тип распада	$E^{\text{торм}}$, МэВ/100 расп	E_γ, МэВ/100 расп	$f=\frac{E^{\text{торм}}}{E_\gamma}100\%$
$^{140}_{57}La$	β^-	1,720	231,9	0,74
$^{141}_{58}Ce$	β^-	0,166	8,92	1,86
$^{155}_{63}Eu$	β^-	0,044	10,8	0,41
$^{156}_{63}Eu$	β^-	2,150	120,0	1,79
$^{170}_{69}Tm$	β^-	0,802	0,175	112,00
$^{192}_{77}Ir$	β^-	0,318	85,6	0,37
$^{198}_{79}Au$	β^-	0,940	42,3	2,22
$^{203}_{80}Hg$	β^-	0,044	22,0	0,20
$^{234}_{91}Pa$	β^-	5,340	—	—

Таблица П.35. **Полные потери энергии dE/dx, МэВ·г$^{-1}$/см^2, средние пробеги $\overline{R}_\beta$, г/см^2, экстраполированные пробеги (нормальное падение) $R_{\beta\,\text{экс}}$ моноэнергетических электронов и выход тормозного излучения $E^{\text{торм}}$**

E_γ, МэВ	dE/dx	$\overline{R}_\beta$	$R_{\beta\,\text{экс}}$	$E^{\text{торм}}$	dE/dx	$\overline{R}_\beta$	$R_{\beta\,\text{экс}}$	$E^{\text{торм}}$
	Алюминий (ρ=2,7 г/см^3)				Мягкая биологическая ткань (ρ=1,0 г/см^3)			
0,1	3,17	1,88—2*	1,30—2	1,64—3	4,14	1,42—2	1,24—2	6,98—4
0,2	2,17	5,81—2	4,03—2	2,85—2	2,80	4,45—2	3,97—2	1,23—3
0,3	1,84	1,08—1	7,53—2	3,99—3	2,34	8,39—2	7,52—2	1,75—3
0,4	1,69	1,65—1	1,15—1	5,10—3	2,13	1,29—1	1,16—1	2,25—3
0,5	1,60	2,26—1	1,58—1	6,17—3	2,02	1,77—1	1,60—1	2,74—3
0,6	1,55	2,90—1	2,03—1	7,20—3	1,94	2,28—1	2,06—1	3,22—3
0,7	1,52	3,55—1	2,49—1	8,19—3	1,90	2,80—1	2,53—1	3,69—3
0,8	1,50	4,21—1	2,97—1	9,15—3	1,87	3,33—1	3,02—1	4,15—3
0,9	1,49	4,88—1	3,46—1	1,01—2	1,85	3,86—1	3,52—1	4,60—3
1,0	1,49	5,55—1	3,95—1	1,10—2	1,84	4,41—1	4,03—1	5,04—3
2,0	1,52	1,22	9,12—1	1,94—2	1,84	9,85—1	9,27—1	9,28—3
3,0	1,58	1,86	1,44	2,67—2	1,88	1,52	1,46	1,32—2
4,0	1,64	2,48	1,98	3,36—2	1,93	2,05	2,00	1,70—2
5,0	1,69	3,08	2,52	4,06—2	1,98	2,56	2,55	2,09—2
6,0	1,74	3,67	3,05	4,78—2	2,02	3,06	3,09	2,49—2
7,0	1,79	4,23	3,59	5,50—2	2,06	3,55	3,63	2,90—2
8,0	1,83	4,79	4,12	6,22—2	2,09	4,03	4,16	3,30—2
9,0	1,88	5,32	4,65	6,93—2	2,13	4,50	4,70	3,71—2
10,0	1,92	5,85	5,18	7,64—2	2,16	4,97	5,24	4,12—2

* Читать как $1{,}88\cdot10^3$

Продолжение табл. П.35

E_γ, МэВ	dE/dx	$\overline{R}_\beta$	R_β экс	$E^{\text{торм}}$	dE/dx	$\overline{R}_\beta$	R_β экс	$E^{\text{торм}}$
	Вода (ρ=1,0 г/см³)				Воздух (ρ=0,001293 г/см³)			
0,1	4,20	1,40—2	1,22—2	7,03—4	3,63	1,62—2	1,36—2	8,05—4
0,2	2,85	4,39—2	3,93—2	1,24—3	2,47	5,07—2	4,35—2	1,41—3
0,3	2,40	8,24—2	7,44—2	1,75—3	2,09	9,52—2	8,24—2	1,99—3
0,4	2,19	1,26—1	1,15—1	2,24—3	1,91	1,45—1	1,27—1	2,56—3
0,5	2,07	1,73—1	1,58—1	2,73—3	1,81	1,89—1	1,75—1	3,11—3
0,6	2,00	2,23—1	2,03—1	3,20—3	1,75	2,56—1	2,25—1	3,65—3
0,7	1,96	2,73—1	2,51—1	3,66—3	1,72	3,13—1	2,77—1	4,17—3
0,8	1,92	3,24—1	2,99—1	4,12—3	1,69	3,72—1	3,33—1	4,67—3
0,9	1,90	3,77—1	3,48—1	4,56—3	1,68	4,31—1	3,85—1	5,17—3
1,0	1,89	4,29—1	3,98—1	4,99—3	1,68	4,91—1	4,41—1	5,65—3
2,0	1,89	9,59—1	9,17—1	9,20—3	1,71	1,08	1,02	1,02—2
3,0	1,93	1,48	1,45	1,31—2	1,78	1,65	1,60	1,43—2
4,0	1,98	1,99	1,98	1,68—2	1,85	2,20	2,19	1,82—2
5,0	2,02	2,49	2,52	2,08—2	1,91	2,74	2,79	2,22—2
6,0	2,06	2,98	3,05	2,48—2	1,97	3,25	3,38	2,63—2
7,0	2,10	3,46	3,59	2,88—2	2,02	3,75	3,97	3,04—2
8,0	2,14	3,94	4,12	3,28—2	2,06	4,24	4,56	3,44—2
9,0	2,18	4,40	4,65	3,69—2	2,11	4,72	5,15	3,85—2
10,0	2,21	4,86	5,18	4,10—2	2,15	5,19	5,74	4,25—2

Таблица П.36. **Допустимое загрязнение поверхностей $ДЗ_Л$, част./(см²·мин), для персонала категории А**

Объект загрязнения	α-Активные нуклиды*1		β-Излучающие нуклиды*4
	отдельные*2	прочие	
Кожные покровы, полотенца, спецбелье, внутренняя поверхность лицевых частей средств индивидуальной защиты (СИЗ)	1	1	$1\cdot10^2$
Основная спецодежда, внутренняя поверхность дополнительных СИЗ	5	$2\cdot10$	$8\cdot10^2$
Поверхности помещений постоянного пребывания персонала и находящегося в них оборудования	5	$2\cdot10$	$2\cdot10^3$
Поверхности помещений периодического пребывания персонала и находящегося в них оборудования	$5\cdot10$	$2\cdot10^2$	$8\cdot10^3$
Наружная поверхность спецобуви и дополнительных СИЗ, используемых в помещениях			
постоянного пребывания персонала	5	$2\cdot10$	$2\cdot10^3$
периодического пребывания персонала	$5\cdot10$	$2\cdot10^2$	$8\cdot10^3$
Специальная одежда	5	$2\cdot10$	$8\cdot10^2$

Объект загрязнения	α-Активные нуклиды*1		β-Излучающие нуклиды*4
	отдельные*2	прочие	
Другие индивидуальные средства защиты			
внутренняя поверхность	5	$2 \cdot 10$	$8 \cdot 10^2$
наружная поверхность	$5 \cdot 10$	$2 \cdot 10^2$	$8 \cdot 10^3$
Транспортные средства и наружная поверхность защитных контейнеров и охранной тары упаковочных комплектов радиоактивных веществ[3]	10	10	10^2

*1 Для поверхностей рабочих помещений, оборудования, транспортных средств, защитных контейнеров и охранной тары, загрязненных α активными нуклидами, нормируется нефиксированное снимаемое загрязнение, для остальных поверхностей — суммарное (фиксированное и нефиксированное) загрязнение «Снимаемое» загрязнение определяется методом сухого мазка.

*2 К отдельным радионуклидам относятся α активные нуклиды, допустимая концентрация которых в воздухе производственных помещений $ДК_А$ меньше $1 \cdot 10^{-14}$ Ки/л

*3 Вне санитарной защитной зоны снимаемое загрязнение транспортных средств и наружной поверхности охранной тары упаковочных комплектов не допускается.

*4 Для ^{89}Sr, $^{90}Sr+^{90}Y$ допустимое загрязнение устанавливается в 5 раз меньше, загрязнение тритием не нормируется, так как его воздействие контролируется по содержанию в воздухе и в организме.

Таблица П.37 **Годовые тканевые поглощенные дозы фонового облучения человека от природных (естественных) источников излучения (среднемировые уровни) в области нормального фонового облучения**

Источник излучения	Поглощенные дозы, 10^{-2} мГр/год (мрад/год)			
	Гонады	Легкие	Костные клетки	Красный костный мозг
Внешнее облучение				
Космическое излучение (на уровне моря, средние широты):				
а) ионизирующий компонент;	28	28	28	28
б) нейтронный компонент;	0,35	0,35	0,35	0,35
в) γ-излучение воздуха и почвы	32	32	32	32
Внутреннее облучение				
Космогенные радионуклиды*1				
а) ^3H (β)	0,001	0,001	0,001	0,001
б) ^7Be (γ)	—	0,002	—	—
в) ^{14}C (β)	0,5	0,6	2,0	2,2
г) ^{22}Na (β+γ)	0,02	0,2	0,02	0,02

*1 Радионуклиды, образующиеся в результате взаимодействия космического излучения с ядрами стабильных атомов.

Источник излучения	Поглощенные дозы, 10^{-2} мГр/год (мрад/год)			
	Гонады	Легкие	Костные клетки	Красный костный мозг
«Земные» радионуклиды[*2]				
а) ^{40}K ($\beta+\gamma$)	15	17	17	27
б) ^{87}Rb (β)	0,8	0,4	0,9	0,4
в) ^{238}U—^{234}U (α)	0,04	0,04	0,3	0,07
г) ^{230}Th (α)	0,004	0,04	0,8	0,05
д) ^{226}Ra—^{214}Po (α)	0,03	0,03	0,7	0,1
е) ^{210}Pa—^{210}Po ($\alpha+\beta$)	0,6	0,3	3,4	0,9
ж) ^{222}Rn—^{214}Po (α), вдыхание	0,2	30	0,3	0,3
з) ^{232}Th (α)	0,004	0,04	0,7	0,04
и) ^{228}R—^{208}Tl (α)	0,06	0,06	1,1	0,2
к) ^{220}Rn—^{208}Tl (α), вдыхание	0,008	4	0,1	0,1
Полная сумма (округленно)	78	112	86	92
Доля поглощенной дозы, обусловленная α-частицами или нейтронами, %	1,2	31	8,5	2,1

[*2] Радионуклиды и их дочерние продукты, содержащиеся в земной коре и различных объектах внешней среды, начиная с момента образования Земли

Таблица П.38. **Средний вклад различных искусственных источников в дозу облучения населения, % дозы за счет естественных источников облучения**

Источник облучения	Вклад
Медицинское облучение	20—50
Облучение от ядерных взрывов (осуществленных до 1970 г)	3—6
Облучение от ядерных энергетических установок (к 2000 г)	2
Профессиональное облучение	<1
Облучение от других источников	$<0,1$

Таблица П.39. **Частота крупных бедствий и техногенных аварий в США**

Тип явления	Частота случаев с гибелью	
	100 чел и более	1000 чел и более
Природные		
Торнадо	1 в 5 лет	Очень мала
Ураган	1 в 5 лет	1 в 25 лет
Землетрясение	1 в 20 лет	1 в 50 лет
Падение метеорита	1 в 10^5 лет	1 в 10^6 лет
Техногенные		
Авиакатастрофа	1 в 2 года	1 в 2000 лет
Пожар	1 в 7 лет	1 в 200 лет
Взрыв	1 в 16 лет	1 в 120 лет
Отравление	1 в 100 лет	1 в 1000 лет
Радиационные аварии на 100 АЭС	1 в 10^5 лет	1 в 10^6 лет

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Бабаев Н. С., Ильин Л. А., Легасов В. А. и др.** Ядерная энергетика, человек и окружающая среда. 2-е изд./Под ред. А. П. Александрова. М.: Энергоатомиздат, 1984.

2. **Болятко В. В., Кулаковский М. Я., Мнроиов В. Н. и др.** Радиациоииая защита иа атомиых электростанциях/Под ред А. П. Суворова, С. Г. Цыпиина. М.: Атомиздат, 1978

3. **Веселкии А. П., Егоров Ю. А., Жарков В. П. и др.** Иижеиерный расчет защиты атомиых электростаиций/Под ред. А. П. Веселкииа, Ю. А. Егорова. М.: Атомиздат, 1976

4 **Голубев Б. П.** Дозиметрия и защита от иоиизирующих излучеиий. 3-е изд./Под ред. Е. Л. Столяровой. М.: Атомиздат, 1976.

5 **Голубев Б. П., Черемухии В. А., Михеева Л. И.** Лабораторные работы и описаиие приборов по дозиметрии ионизирующих излучений/Под ред. Е. Л. Столяровой М · МЭИ, 1967.

6. **Голубев Б. П., Козлов В. Ф., Смириов С. Н.** Дозиметрии и радиациоииая безопасность АЭС М : Эиергоатомиздат, 1984.

7. **Голубев Б. П., Смирнов С. Н.** Дозиметрия и защита от ионизирующнх излучений М.: МЭИ, 1981.

8. **Гусев Н. Г., Машкович В. П., Суворов А. П.** Защита от иоиизирующих излучеиий. Т. 1 /Под ред. Н. Г. Гусева М.: Атомиздат, 1980.

9 **Гусев Н. Г., Ковалев Е. Е., Машкович В. П., Суворов А. П.** Защита от иоиизирующих излучеиий Т 2/Под ред Н. Г. Гусева М.: Атомиздат, 1983.

10 **Дозиметрический** и радиометрический контроль при работе с радиоактивными веществами и источниками иоиизирующих излучеиий Методическое руководство Т. 1/Под ред. В. И. Гришмаиовского. М.· Атомиздат, 1980.

11. **Дозиметрический** и радиометрический коитроль при работе с радиоактивиыми веществами и источниками иоиизирующнх излучеиий. Методическое руководство. Т 2/Под ред В. И. Гришмаиовского. М · Энергоиздат, 1981

12. **Доллежаль Н. А., Емельяиов Н. Я.** Каиальиый ядерный энергетический реактор. М. Атомиздат, 1980.

13. **Егоров Ю. А.** Осиовы радиациоииой безопасиости атомных электростаиций. М : Энергоиздат, 1982.

14. **Иваиов В. И., Машкович В. П.** Сбориик задач по дозиметрии и защите от иоиизирующих излучеиий. 3-е изд М.: Атомиздат, 1980.

15. **Иваиов В. И. Курс дозиметрии.** 3-е изд. М : Атомиздат, 1978.

16. **Козлов В. Ф.** Справочник по радиациоииой безопасности. М.: Атомиздат, 1977.

17. **Кульский Л. А., Страхон Э. Б., Волошииова А. М., Блюзиюкова В. А.** Очистка вод атомных электростаиций/Под ред. Л. А. Кульского. Кнев: Наукова думка, 1979

18. **Машковнч В. П.** Защита от иоиизирующих излучеиий Справочник. 3-нзд. М.: Энергоатомиздат, 1982

19. **Нормы** радиациоииой безопасиости НРБ—76 и осиовные саиитариые правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками иоиизирующих излучеиий ОСП72/80. 2-е изд. М Энергоиздат, 1981.

20. **Охрана** окружающей среды на предприятиях атомиой промышлеииости/ Под ред Б. Н Ласкориина М.· Эиергоиздат, 1982.

21. **Рихтер Л. А., Волков Э. П., Покровский В. Н.** Охрана водиого и воздушного бассейиов от выбросов ТЭС. М : Эиергоиздат, 1981.

22. **Саиитариые** правила проектироваиия и эксплуатации АЭС (СП АЭС—79). М.: Эиергоиздат, 1981.

23 **Фраик М., Штольц В.** Твердотельная дозиметрия иоиизирующего излучения: Пер. с ием./Под ред И. Б. Кеирим-Маркуса. М : Атомиздат, 1973.

24. **Химия** окружающей среды./Под ред Д Бокриса. М.: Химия, 1982.

Активация 351
Активность 72
  единицы 66
  наведенная 351
Альфа-частицы 10
  пробег 14
  расстояние 10
  тормозная способность 11
Аэрозоли 206
  долгоживущие 216
  инерционное сооружение 214
  крупнодисперсные 207
  мелкодисперсные 208
  среднедисперсные 207

Бари 50
Беккерель 67, 72
Бета-частицы 16
  коэффициент ослабления 24
  потери ионизационные 78
  — радиационные 19
  пробег 23
  рассеяние 17
Бэр 68, 77

Вольт-амперная характеристика 88
Время восстановления 104
  высвечивания 130, 131
  мертвое 104
Выход квантовый 133
  световой 130 161

Газы радиоактивные 222
Гамма-излучение 25
Гамма-постоянная 70, 83
Гамма-эквивалент 81
ГОСТ 8.417—81 66
Грей 67, 76
Группы критических органов 188

Деградация люминесценции 124
Дейтерий 63
Денситометр 160
Детекторы
  германиевые 121
  — литиево-дрейфовый 120
  диффузионно-дрейфовый 120
  люминесцентный 123
  поверхностно-барьерный 126
  полупроводниковый 111
  пороговый 187
  сцинтилляционный 126
  эмиссионный 183
Длина
  диффузии 60, 379
  замедления 60, 379
  релаксации 58, 379
  свободного пробега 13, 53
Доза 5
  поглощенная 67, 75
  коллективная 78
  тканевая 165
  эквивалентная 68, 76
  экспозиционная 67, 79
  эффективная 78
Дозиметр 234
  аварийный 151, 182
  газовый 100
  деградация люминесценции 124
  жидкостные 139
  изменения окраски, стекол, пластиков 125
  индивидуальный 150, 162, 238
  многократного пользования 150, 162
  полупроводниковый 111
  радиофотолюминесцентный 152
  стеклянный 150
  термолюминесцентный 143, 149
  трековый 175
Дозовые пределы облучения 188
Допустимое загрязнение поверхностей 292

Единицы измерения 66, 67
  активности 67, 72
  дозы 67, 68, 75
  нейтронного излучения 165

Закон радиоактивного распада 72, 73
Замедлитель 56
Защита биологическая 369
  гамма-излучения 303
  нейтронного излучения 334
  — первичная защита ядерного реактора 362, 369
Зиверт 68, 77
Зона валентная 112
  запрещенная 111
  проводимости 112
  разрешенная 111

Импакторы 215
Индивидуальная защита 289
Индивидуальный фотоконтроль 161
Интенсивность излучения 71, 195
Ионизационная камера 87
  борная 170
  деления 176
  импульсная 91
  интегрирующая 91
  наперстковая 92
  нормальная 92
  стеночная 91
  цилиндрическая 92
Ионизационный метод 87

Источники нейтронов 62

Кадмий 61
Категории облучаемых лиц 188
Керма 68, 80
Керма-постоянная 69
Когерентное рассеяние 31
Кратность ослабления 311
Кривая термического высвечивания 143
Критический орган 188, 189
Контроль радиационный 297
  радиоактивных газов 222
  радиоактивных аэрозолей 215
  технологический 297, 298
Коэффициент
  газового усиления 101
  диффузии 60
  качества 76, 77
  ослабления 39
  передачи энергии 39
  поглощения 39
  проскока аэрозолей 211
  рассеяния 39
  усиления 134
  электронного умножения 134
Кулон на килограмм 67, 79

Лучевые болезни 411
Люмен 134
Люминесцентные методы 122
Люминесценция 122
Люминофор 135, 147

Материалы для защиты от ионизирующего излучения 358
Метод.
  измерения радиоактивных аэрозолей 215
  — — газов 222
  интегральный 144
  ионизационный 87
  люминесцентный 122
  осаждения аэрозолей 209
  пиковый 144
  расчета активации 351
  фотографический 155
Миллиграмм-эквивалент радия 85
Мощность
  кермы 69
  поглощенной дозы 69
  эквивалентной дозы 69
  экспозиционной дозы 69

Нейтронная дозиметрия 164
Нейтроны:
  быстрые 52, 200
  источники 62
  методы регистрации 170
  промежуточных энергий 52
  радиационный захват 54
  рассеяние 52, 53
  резонансные 244
  тепловые 51, 199
Номограммы 336, 337
Нормы радиационной безопасности 187, 192

Область Гейгера 100
  ионизационных камер 87, 100
  непрерывных разрядов 102
  ограниченной пропорциональности 102
Облучение внешнее 408, 409, 411, 453
  внутреннее 412, 453
Образование пар 36
Основные санитарные правила 187, 192

Перегрузка ядерного топлива 284
Период полувыведения 411
  полураспада 72, 411
  эффективный 411
Плотность потока энергии 71
Постоянная радиоактивного распада 66
Поток 70
  энергии 71
Предел годового поступления 190
  дозы 188, 189
Предельно допустимая доза 188, 189
Предельно допустимая концентрация 191
Предельно допустимая плотность потока 195
  бета-излучения 197
  гамма-излучения 195
  нейтронного излучения 199, 200
Предельно допустимое содержание 190
Предельно допустимые уровни облучения 187
Приближенный метод расчета защиты от гамма-излучения 311
Пробег альфа-частиц 14
  бета-частиц 23

Работы аварийные 284
Работы монтажные 284
  ремонтные 284
Рад 67, 76
Радиометр 234
Радиоактивный распад 66
Радиометрия газов 222
Радиофотолюминесценция 152
Радон 223
Разделение гамма- и нейтронного излучения 185, 186
Рассеяние альфа-частиц 10
  гамма-квантов 31, 32

электронов 17
Расчет защиты
от альфа-излучения 14
— бета-излучения 23
— гамма излучения 309
— нейтронного излучения 334
Реактор 352, 362
защита 379
расчет защиты 369

Сбросы тепловые 398
Световой выход технический 130
относительный 130, 131
Сенсибилизация фосфора 147
Сечение выведения 346—350
макроскопическое 51, 53
микроскопическое 50, 54
Слой ослабления 316
Служба радиационной безопасности 281
Соотношение между единицами СИ и внесистемными 67
Спектр люминесценции 131
Спектрометр 234
Спинтарископ 127
Сцинтилляторы 130, 131
газовые 139
жидкостные органические 139
комбинированные 137
неорганические 130, 135
органические 131, 137
пластмассовые 138
Счетчики
газовые 100
Гейгера — Мюллера 100, 102
германиевые 111
иодистортутные 121, 122
кремниевые 111
несамогасящиеся 102
полупроводниковые 111
пропорциональные 101
самогасящиеся 102, 103
сцинтилляционные 126
ториевые 105
цилиндрические 106

Теория Брэгга—Грея 95
— возраста 59
Термолюминесценция 122, 143
Термолюминофор 143, 147
Ток насыщения 88, 106
Тормозная способность 11
Тормозное излучение 12, 20
Торон 207, 223

Удаление отходов 403
Уровень акцепторный 112
— донорный 112
Усилитель постоянного тока 148

Фактор накопления 309
Фильтр волокнистый 209
Флуор 127
Флюенс частиц 71
энергии частиц 71
Фон естественный 188
Фосфор 127
Фотографический метод 155
Фотоконтроль индивидуальный 162
Фотоэлектрическое поглощение 29
Фотоэлектронный умножитель 127

Характеристика газового счетчика 109
фотоматериалов 157
Характеристическое излучение 26
Хемолюминесценция 123
Ход с жесткостью 92, 99, 107, 142, 146, 153

Чувствительность интегральная 133
спектральная 134

Эквивалент энергетический 68, 76
Эквивалентная доза 68, 76
Экспозиционная доза 67, 79
Электронное равновесие 93
Электрофильтры 212
Энергия ионообразования 45
— тормозного излучения 20
Эрг 67
Эффект образования пар 36
Эффективность
конверсионная 130, 131, 140
счетчика 106
техническая 130
фильтра 211, 213
Эффективный порядковый номер 46
Эффекты
генетические 407
соматико-стохастические 407
соматические 407

Ядерно-топливный цикл 395

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 3
Введение Задачи дозиметрии и защиты от ионизирующих излучений . 5
Список основных обозначений 7

Глава 1. **Взаимодействие заряженных частиц с веществом** 10

1.1. Взаимодействие α-частиц с веществом 10
1.2. Взаимодействие электронов с веществом 16

Глава 2. **Рентгеновское излучение. Взаимодействие рентгеновского и γ-излучений с веществом** 25
2.1. Тормозное и характеристическое рентгеновское излучение . 26
2 2 Процессы взаимодействия γ-излучения с веществом 28
2 2.1. Фотоэлектрическое поглощение γ-излучения 29
2.2.2. Когерентное (томсоновское) рассеяние γ-излучения . 31
2 2.3. Некогерентное (комптоновское) рассеяние γ-излучения . 32
2.2.4 Процесс образования пар 36
2.2 5. Коэффициенты взаимодействия ионизирующего излучения с веществом 38
2 3 Закон ослабления рентгеновского и γ-излучений 42
2.4. Средняя энергия ионообразования 45
2 5. Эффективный атомный номер вещества 46

Глава 3. **Взаимодействие нейтронов с веществом** 50
3.1. Рассеяние и поглощение нейтронов 52
3.2. Источники нейтронов 62

Глава 4 **Единицы измерения активности и величин, характеризующих поля ионизирующего излучения** 66

4.1. Единицы активности 66
4 2. Единицы дозы излучения 75
4 3 Гамма-постоянная. Керма-постоянная 81
4.4. Радиевый гамма-эквивалент. Керма-эквивалент 84

Глава 5. **Ионизационный метод регистрации излучений. Полупроводниковые счетчики** 87
5 1 Ионизационная камера 87
5 2. Электронное равновесие. Теория Грея 93
5.2.1. Электронное равновесие 93
5.2.2. Теория Грея 95
5.3. Влияние атомного номера материала стенок на ионизацию . 98
5.4. Количественные соотношения между мощностью экспозиционной дозы и током насыщения 99
5 5. Газовые счетчики 100
5 6 Счетчики различных конструкций и механизм разряда в них . 102
5 7. Характеристики газовых счетчиков 109
5 8. Полупроводниковые счетчики 111

Глава 6. **Люминесцентные методы дозиметрии** 122
6 1. Сцинтилляционные детекторы 126
6 1.1. Сцинтилляторы, применяемые в дозиметрии 135
6 1 2. Регистрация γ-излучения 140

6.2 Термолюминесцентные дозиметры 143
6 3. Радиофотолюминесцентные дозиметры 152

Глава 7. Фотографический метод дозиметрии 156

7 1 Сенситометрические характеристики фотографических материалов 157
7 2 Фотографическое действие рентгеновского и γ-излучений . . 158

Глава 8. Нейтронная дозиметрия 164

8 1 Тканевая и эквивалентная дозы нейтронов 165
8 2 Ионизирующее действие быстрых нейтронов 167
8 3 Методы регистрации и дозиметрия нейтронов 170
8 4. Методы дозиметрии быстрых нейтронов в смешанном потоке γ- и нейтронного излучений 184

Глава 9 Допустимые уровни ионизирующих излучений 187

9 1. Дозовые пределы облучения Допустимые и контрольные уровни 188
9 2 Допустимые плотности потоков ионизирующих излучений . . 195
9.2 1 Допустимая плотность потока γ-излучения . . . 195
9 2 2 Соотношение между гамма-эквивалентом, расстоянием от источника до детектора и временем работы с источником 197
9 2 3 Допустимая плотность потока заряженных частиц . . 197
9 2 4 Допустимая плотность потока тепловых нейтронов . . 199
9 2 5 Допустимая плотность потока быстрых нейтронов (E_n = =0,2÷20 МэВ) 200
9 3. Допустимая концентрация радиоактивных аэрозолей и газов в воздухе 203

Глава 10. Методы измерения радиоактивных аэрозолей и газов . . 206

10 1 Методы осаждения аэрозолей 209
10 1 1 Волокнистые фильтры 209
10.1 2 Электрофильтры 212
10 1 3 Другие методы осаждения радиоактивных аэрозолей . 214
10 2 Методы измерения концентрации радиоактивных аэрозолей . 215
10 3. Радиометрия радиоактивных газов 222
10 4 Методы очистки воздуха от газоаэрозольных радиоактивных выбросов в атмосферу 228

Глава 11 Приборы для дозиметрического и радиационного технологического контроля АЭС 234

11 1 Классификация, назначение и принципиальное устройство приборов 234
11 2 Приборы индивидуального дозиметрического контроля . 238
11 2 1 Карманный дозиметр ДК-02 238
11 2 2 Комплект индивидуальных дозиметров КИД-2 . . . 239
11 2 3. Комплект индивидуального фотоконтроля ИФК-2,3 . 241
11 2.4. Комплект индивидуального фотоконтроля усовершенствованный (ИФКУ) 241
11 2 5. Комплект термолюминесцентных дозиметров КДТ-1 «Пахра» 242
11 2.6. Комплект термолюминесцентных дозиметров КДТ-02 243
11.2 7. Комплект аварийных индивидуальных стеклянных дозиметров типа ИКС-А 244
11 2 8. Индивидуальный аварийный дозиметр β-, γ- и нейтронного излучений «Гнейс» 245
11 2 9 Индивидуальный дозиметр ДКС-04 «Стриж» . . . 246
11 3 Переносные приборы для дозиметрического и радиационного технологического контроля 248
11 3 1 Дозиметр рентгеновского и γ-излучения ДРГЗ-1 «Аракс» 248
11.3 2. Сцинтилляционный геологоразведочный прибор СРП68-01 249

11 3 3. Переносной универсальный радиометр РУП-1 . . . 249
11.3 4. Блок детектирования БДЗА2-01 «Брусника» . . . 251
11.3.5. Измеритель скорости счета УИМ2-2 «Актиния» . . . 252
11 3.6 Радиометр РВ-4 «Дымка» 252
11 3 7 Радиометр газов поисковый РГБЗ-01 «Ломонос» . . 253
11 3 8 Радиометр 2522-02 «Ясень-III» 255
11 3 9 Радиометр 2323-01 «Бнота» 255
11.4. Стационарная дозиметрическая аппаратура 255
11.4 1. Микрорентгеномстр «Кактус» 255
11 4 2 Измеритель мощности дозы цифровой ИМДЦ-70 . . 257
11 4 3 Базовый блок детектирования БДБСЗ-1еМ «Воря» . 257
11.4 4 Радиометр РКС2-02 «Калина» 258
11 4 5. Комплект радиометров «Саксаул» 259
11 4 6 Радиометр газов РГБ-03 259
11 4 7. Радиометр газов РГБ-04 260
11.4 8 Установка для дозиметрического и радиационного технологического контроля 8004-01 «Система» 260
11 4 9. Централизованная аппаратура контроля радиационной безопасности на АЭС (АКРБ) 262
11 4 10 Сигнально-измерительная установка технологического контроля УСИТ-1Б 264

Глава 12. **Радиационная безопасность и дозиметрический контроль на атомных электрических станциях** 268

12.1. Основные требования к выбору промышленной площадки АЭС, производственным помещениям и организации технологического процесса 270
12.2 Требования к защите от ионизирующего излучения персонала АЭС, населения и к охране окружающей среды 274
12 3. Обеспечение радиационной безопасности персонала и населения при аварийных ситуациях на АЭС 278
12 4. Служба радиационного дозиметрического контроля и радиационной безопасности на АЭС 281
12 5. Проведение ремонтных и аварийных работ. Перегрузка ядерного топлива 284
12.6. Требования к вентиляции, воздухоочистке, водоснабжению и водоочистке 286
12 7. Средства индивидуальной защиты, правила личной гигиены и организация медицинского обслуживания персонала АЭС . . 289
12 8. Дозиметрический контроль загрязнения радиоактивными веществами поверхностей рабочих помещений, оборудования, спецодежды и кожных покровов персонала 292
12 9 Дозиметрический контроль внешнего и внутреннего облучения персонала АЭС 294
12 10 Система радиационного технологического контроля на АЭС . 297
12 10 1. Технологический контроль теплоносителя первого контура по герметичности оболочек твэлов 298
12 10 2 Технологический контроль утечки радионуклидов из трубопроводов первого и второго контуров и парогенераторов 304

Глава 13. **Защита от ионизирующих излучений** 309

13.1. Факторы накопления гомогенных сред 309
13 2 Методы расчета защиты от γ-излучения по кратности ослабления 311
13 2 1. Расчет защиты по кратности ослабления экспозиционной дозы, мощности экспозиционной дозы и по заданной активности 311
13 2 2. Расчет защиты по слоям ослабления 316
13 2 3. Расчет защиты методом конкурирующих линий от немоноэнергетического источника 319

13.2.4. Расчет защиты от точечного изотропного источника плоским экраном 321
13.2.5. Расчет защиты от линейного источника 323
13.2.6 Расчет защиты от объемных источников (цилиндрических) по заданной удельной активности (графический метод) 327
13.2.7 Расчет защиты от тормозного излучения 333
13.3 Приближенные методы расчета толщины защитных экранов от нейтронного излучения 334
13.4. Расчет толстостенной защиты от быстрых нейтронов с использованием сечения выведения 346
13.5. Активация при облучении тепловыми нейтронами 351
13.6. Ядерный реактор и ядерное топливо — источники ионизирующих излучений 352
13.7. Выбор защитных материалов 358
13.8. Конструкция биологической защиты ядерного реактора . . . 362
13.9. Расчет биологической защиты ядерного реактора на тепловых нейтронах по двухгрупповой методике 369
13.9.1 Определение плотности потока γ-излучения от плоского источника за защитой, имеющей форму плиты . . . 370
13.9.2 Определение плотности потока быстрых и тепловых нейтронов от плоского изотропного источника . . . 371
13.9.3. Определение плотности потока захватного γ-излучения от тепловых и замедлившихся быстрых нейтронов . . 376
13.9.4. Проверочный расчет биологической защиты ядерного реактора 379

Глава 14. Ядерная энергетика и охрана окружающей среды . . . 391

14.1. Пути воздействия радиоактивных отходов на человека . . 393
14.2. Ядерно-топливный цикл и его воздействие на окружающую среду 395
14.3 Воздействие тепловых сбросов АЭС на окружающую среду 398
14.4. Сравнение ядерного и угольного топливных циклов по нерадиационному воздействию на биосферу 399
14.5. Влияние ядерного и угольного топливных циклов на здоровье человека 401
14.6. Удаление жидких, твердых радиоактивных отходов ЯТЦ и их захоронение 403
14.7. Биологическое действие ионизирующего излучения 406
14.7.1. Лучевые болезни 411

Приложение 413
Список литературы 455
Предметный указатель 456